



Observation des amas de galaxies par effet Sunyaev-Zel'dovich et de la polarisation du fond diffus cosmologique : de Planck à NIKA

Remi Adam

► To cite this version:

Remi Adam. Observation des amas de galaxies par effet Sunyaev-Zel'dovich et de la polarisation du fond diffus cosmologique : de Planck à NIKA. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAY056 . tel-01303736

HAL Id: tel-01303736

<https://theses.hal.science/tel-01303736>

Submitted on 18 Apr 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Cosmologie et astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Rémi ADAM

Thèse dirigée par **Juan-Francisco MACÍAS-PÉREZ**
et codirigée par **François-Xavier DÉSERT**

préparée au sein du **Laboratoire de physique subatomique
et de cosmologie (LPSC)**
à l'école doctorale de **Physique de Grenoble**

Observation des amas de galaxies par effet Sunyaev-Zel'dovich et de la polarisation du fond diffus cos- mologique

De Planck à NIKA

Thèse soutenue publiquement le **21 septembre 2015**,
devant le jury composé de :

Nabila AGHANIM

IAS Orsay, Examinatrice

Monique ARNAUD

CEA-Saclay Gif-sur-Yvette, Rapporteur

Jacques DELABROUILLE

APC Paris, Rapporteur

François-Xavier DÉSERT

IPAG Grenoble, Co-Directeur de thèse

Anne EALET

CPPM Marseille, Examinatrice

Gilles HENRI

IPAG Grenoble, Président

Juan-Francisco MACÍAS-PÉREZ

LPSC Grenoble, Directeur de thèse

Nicolas PONTHEU

IPAG Grenoble, Invité



Table des matières

Introduction	1
I De l'inflation aux amas de galaxies	5
1 La cosmologie à l'ère de <i>Planck</i>	7
1.1 Le modèle Λ CDM	8
1.1.1 Un Univers homogène en expansion	8
1.1.2 Histoire thermique de l'Univers	9
1.2 L'inflation à l'origine des fluctuations primordiales	11
1.2.1 Une solution aux problèmes du modèle standard	11
1.2.2 La dynamique de l'inflation	13
1.2.3 Fluctuations de matière dans l'inflation	15
1.3 La réionisation comme traceur des structures à $z \sim 10$	16
1.4 La formation des structures	17
1.5 Conclusions	18
2 Le fond diffus cosmologique, une sonde puissante pour la cosmologie	21
2.1 Le Fond Diffus Cosmologique	22
2.1.1 Découplage et surface de dernière diffusion	22
2.1.2 L'observation du CMB, le dipôle et les émissions d'avant-plans	22
2.1.3 L'origine des anisotropies	23
2.2 Le formalisme des anisotropies du CMB	26
2.2.1 Les paramètres de Stokes	26
2.2.2 Spectre de puissance angulaire	27
2.3 Les modes E et B pour contraindre la réionisation et l'inflation	29
2.3.1 Observer la réionisation	29
2.3.2 Observer l'inflation	31
2.4 Conclusions	32
3 Les amas de galaxies comme traceurs des structures	33
3.1 Observer les amas de galaxies	34
3.1.1 Optique et infrarouge proche	34
3.1.2 Lentille gravitationnelle	35
3.1.3 Radio	35
3.1.4 Rayonnement X	36
3.1.5 Observations millimétriques : l'effet Sunyaev-Zel'dovich	36
3.2 La cosmologie avec les amas de galaxies	40
3.2.1 Construction et exploitation d'un échantillon d'amas	40
3.2.2 Fonction de masse	42
3.2.3 Relations d'échelle	42

3.2.4	Tension entre les contraintes CMB et amas de galaxies	42
3.3	Opportunités et perspectives	43
3.3.1	Distributions des observables	44
3.3.2	Evolution	45
3.4	Conclusions	46
II	Observations, réduction et caractérisation des données <i>NIKA</i> en vue d’observer l’effet Sunyaev-Zel’dovich	47
4	Une nouvelle caméra millimétrique pour le télescope de 30 mètres de l’IRAM	49
4.1	Le télescope de 30 mètres de l’IRAM	49
4.1.1	Le ciel de la Sierra Nevada	49
4.1.2	Quelques caractéristiques techniques du télescope	51
4.2	Le projet <i>NIKA</i> et son prototype	52
4.2.1	Les éléments clefs de <i>NIKA</i>	52
4.2.2	Les campagnes d’observation avec <i>NIKA</i>	55
4.3	Les axes scientifiques principaux	56
5	Caractérisation d’une nouvelle génération de détecteurs : les KIDs	59
5.1	Les détecteurs à inductance cinétique	60
5.1.1	Principe de fonctionnement	60
5.1.2	Multiplexage fréquentiel	63
5.1.3	Photométrie	63
5.2	Simulation instrumentale	66
5.2.1	Modèle de résonateur	66
5.2.2	Ligne de transmission	67
5.2.3	Impact de la charge optique sur les détecteurs	68
5.3	Conclusions	69
6	Observations au télescope et analyse en temps réel	71
6.1	Stratégie de balayage et données ordonnées en temps	71
6.2	Procédure de <i>tuning</i>	73
6.3	Mesure de l’opacité	74
6.4	Reconstruction du plan focal et étalonnage de la réponse optique des KIDs	74
6.5	Focalisation du télescope	77
6.6	Correction de pointage	78
6.7	Résumé et conclusions	79
7	Développement de la chaîne d’analyse de <i>NIKA</i>	81
7.1	Description des données	83
7.1.1	Le bruit atmosphérique	83
7.1.2	Le bruit électronique	85
7.1.3	Le bruit décorrélé	87
7.1.4	Corrélation des TOIs	87
7.2	Sélection des données	89
7.2.1	Impact des rayons cosmiques	89
7.2.2	Raies spectrales	90
7.2.3	Identification des mauvaises données	90
7.3	Traitement du bruit corrélé	91

7.3.1	Construction d'un mode commun simple	92
7.3.2	Méthode de décorrélation pour les sources ponctuelles	93
7.3.3	Sources étendues	94
7.3.4	Décorrélation spectrale	98
7.3.5	Décorrélation dans le plan complexe	99
7.4	Filtrage des basses fréquences	101
7.4.1	Filtrage de Fourier	101
7.4.2	Soustraction polynomiale des basses fréquences	101
7.5	Construction des cartes	101
7.5.1	Carte de couverture	102
7.5.2	Carte d'erreur	102
7.5.3	Combinaison des cartes	103
7.6	Résumé et conclusions	106
8	Etalonnage, caractérisation et développement d'un logiciel de traitement des cartes <i>NIKA</i>	107
8.1	Etalonnage	108
8.1.1	Mesure de la réponse angulaire	108
8.1.2	Procédure d'étalonnage adoptée par <i>NIKA</i>	113
8.1.3	Coefficients de conversions	116
8.2	Mesure du bruit	120
8.2.1	Distribution du bruit	120
8.2.2	Distribution du bruit par détecteur	120
8.2.3	Effet de l'opacité	121
8.2.4	Couleur du bruit	122
8.2.5	Matrice de covariance	124
8.3	Photométrie	125
8.3.1	Sources ponctuelles	125
8.3.2	Sources étendues	126
8.4	Profil radial	127
8.5	Recherche de sources compactes	128
8.6	Cartes d'indice spectral	128
8.7	Résumé et conclusions	129
9	Caractérisation de la chaîne d'analyse par simulation	131
9.1	Simulation du signal astrophysique	132
9.2	Simulation du bruit (abrégé FS pour <i>Full Simulation</i>)	133
9.2.1	Simulation de l'émission atmosphérique	134
9.2.2	Bruit instrumental	137
9.2.3	Les glitches	138
9.2.4	Les lignes de vibration du tube pulsé	138
9.2.5	Contribution totale	138
9.3	Utilisation de données réelles (abrégé JKS)	140
9.4	Fonction de transfert	141
9.4.1	Comparaison du signal d'entrée et de sortie	141
9.4.2	Correction des biais introduits par le bruit	143
9.4.3	Fonction de transfert pour les sources ponctuelles	144
9.4.4	Fonction de transfert dans le cas général	144
9.4.5	Dépendance avec le signal injecté et limitation	147

9.5	Conclusions	148
III	Construction et exploitation scientifique d'un échantillon d'amas pilote pour <i>NIKA2</i>	149
10	Extraction des propriétés physiques du milieu intra amas par Monte-Carlo à Chaînes de Markov	151
10.1	Modélisation tridimensionnelle du milieu intra amas	152
10.1.1	Données externes utilisées	152
10.1.2	Modélisation du profil de densité	153
10.1.3	Modélisation du profil de pression	154
10.2	Convolution par la réponse instrumentale	155
10.2.1	Intégration sur la ligne de visée et conversion en signal physique	155
10.2.2	Fonction de transfert	156
10.2.3	Paramètres de nuisance	156
10.3	Echantillonnage des distributions	157
10.3.1	Fonction de vraisemblance	157
10.3.2	Evolution des chaînes	158
10.3.3	Convergence et mélange	161
10.3.4	<i>Burn-in</i> et fonction de corrélation	162
10.3.5	Fonction densité de probabilité <i>a posteriori</i>	162
10.4	Distributions physiques du milieu intra amas	162
10.4.1	Distributions thermodynamiques	162
10.4.2	Distribution de matière	163
10.4.3	Propagation des chaînes vers les distributions finales	164
10.5	Validation par la simulation d'un amas typique pour <i>NIKA</i>	164
10.6	Conclusions	169
11	Première mesure de l'effet Sunyaev-Zel'dovich avec des KIDs	171
11.1	RX J1347.5+3745 : un amas idéal pour une première observation	172
11.2	Les observations avec <i>NIKA</i>	173
11.2.1	Campagne technique de novembre 2012	173
11.2.2	Stratégie d'observation	174
11.2.3	Etalonnage : pointage, bandes passantes et réponse angulaire	175
11.3	Analyse des données	176
11.3.1	Vers une première carte de l'effet Sunyaev-Zel'dovich avec <i>NIKA</i>	176
11.3.2	Traitement des contaminants	176
11.3.3	Estimation du bruit	179
11.3.4	Validation et caractérisation de la réduction des données par simulations	179
11.4	Exploitation des données	181
11.4.1	Distribution radiale du signal	181
11.4.2	Contraintes sur le profil de pression	182
11.4.3	Comparaison aux données externes	184
11.5	Conclusions	186

12 Etude pilote pour <i>NIKA2</i> : mesure de la distribution de pression à haut redshift	187
12.1 Approche technique de la préparation des observations	188
12.1.1 Sélection des sources	188
12.1.2 Stratégie de scan et estimation du temps d'observation	188
12.2 Un amas à haut redshift : CL J1226.9+3332	189
12.3 Observations, réduction des données et cartes obtenues	190
12.4 Distribution du milieu intra amas	192
12.4.1 Paramétrisation adoptée et ajustement	192
12.4.2 Morphologie	193
12.4.3 Distributions radiales thermodynamiques et matérielles	195
12.5 Test des relations d'échelle à haut redshift	198
12.6 Conclusions	200
13 Etude pilote pour <i>NIKA2</i> : influence de la contamination des sources infrarouges et radio sur la reconstruction de la distribution de pression	201
13.1 Une approche multi-longueur d'onde	202
13.1.1 Les données <i>NIKA</i>	202
13.1.2 Données externes et comparaison multi-longueur d'onde	202
13.2 Sources ponctuelles radio et infrarouges	205
13.2.1 Sources radio	205
13.2.2 Sources infrarouges	206
13.2.3 Comparaison du profil de brillance	208
13.3 Reconstruction des distributions radiales de l'ICM	209
13.3.1 Méthodologie	209
13.3.2 Résultats	210
13.4 Conclusions	213
14 Etude pilote pour <i>NIKA2</i> : cartographie de l'effet Sunyaev-Zel'dovich cinétique dans MACS J0717.5+3745	215
14.1 Préparation des observations de MACS J0717.5+3745 avec <i>NIKA</i> au télescope de 30 mètres de l'IRAM	216
14.1.1 Contexte et motivations	216
14.1.2 Modélisation du signal attendu pour <i>NIKA</i>	219
14.2 Analyse préliminaire des données <i>NIKA</i>	221
14.2.1 Méthodologie et formalisme : vers une première cartographie tSZ+kSZ	221
14.2.2 Détection SZ, morphologie du signal et contamination	222
14.2.3 Contraintes sur l'effet Sunyaev-Zel'dovich cinétique	224
14.3 Conclusions et travail futur	225
15 Vers les observations futures avec <i>NIKA2</i>	227
15.1 Premier suivi d'amas <i>Planck</i> avec <i>NIKA</i>	227
15.1.1 Sélection des sources	228
15.1.2 Résultats préliminaires	228
15.1.3 Perspectives à court terme	229
15.2 Vers l'étude des amas de galaxies avec <i>NIKA2</i>	230
15.2.1 <i>NIKA2</i> : une caméra double bandes à grand champ de vue idéale pour la mesure de l'effet SZ	230
15.2.2 Définition d'un échantillon d'amas pour la cosmologie et opportunités scientifiques avec <i>NIKA2</i>	231

15.2.3 Observations d'intérêt dans des amas individuels	232
IV Analyse des données de <i>Planck</i> en polarisation	235
16 <i>Planck</i> : un satellite pour observer le fond diffus cosmologique en température et polarisation	237
16.1 Le satellite <i>Planck</i> et ses instruments	238
16.1.1 Le satellite	238
16.1.2 HFI et LFI	238
16.1.3 Le plan focal	239
16.1.4 Stratégie de pointage	241
16.2 Construction des cartes	242
16.2.1 Traitement des données ordonnées en temps <i>Planck</i>	242
16.2.2 Etalonnage et construction des cartes	243
16.3 Résumé	246
17 Traitement des effets de fuite de l'intensité vers la polarisation dans les données de <i>Planck</i>	249
17.1 Principaux effets systématiques en polarisation	249
17.1.1 Effets dominants à grandes échelles angulaires	250
17.1.2 Autres effets à toutes les échelles angulaires	250
17.2 Formalisme des effets de fuite à grandes échelles	251
17.2.1 Différence de bandes passantes entre bolomètres	251
17.2.2 Différences des erreurs d'étalonnage et du niveau zéro	254
17.3 Méthodes de correction des effets de fuite	255
17.3.1 Soustraction simultanée de l'émission des avant-plans polarisées et des systématiques	255
17.3.2 Généralisation en vue de la production de cartes de correction	260
17.4 Contraintes sur les angles de polarisation et les différences de lobes	267
17.5 Conclusions	270
18 Quelques résultats pertinents de <i>Planck</i> en polarisation	271
18.1 Produits astrophysiques	271
18.2 Cartes du CMB	273
18.3 Contraintes sur la réionisation de l'Univers avec <i>Planck</i>	274
18.4 Contraintes sur l'inflation avec <i>Planck</i>	275
18.4.1 Contraintes directes avec <i>Planck</i>	275
18.4.2 Détection des modes B par BICEP2	277
18.5 Résumé	279
Conclusions	281

Remerciements

Comme la plupart des travaux de recherche, une thèse est le travail et le fruit d'une collaboration intense avec de nombreux contributeurs. Je souhaite donc exprimer mes remerciements tout particulièrement à :

Juan (-Francisco), pour tout. Merci pour ta sympathie et ta bonne humeur permanente, même dans les moments difficiles. Tu es une des rares personnes à se démener toujours pour les autres. En plus, tu as réussi à me supporter pendant trois ans, ce qui est prodigieux. En bref, je pense avoir eu une chance incroyable de pouvoir faire ma thèse sous ta direction. Je profite également de ces remerciements pour rétablir la vérité sur tes tasses de café renversées : pendant mes trois ans au LPSC, je n'ai jamais vu Juan renverser une seule tasse (de café).

(François-) Xavier, merci de m'avoir apporté ton expertise incontestée dans de très nombreux domaines. Merci pour toutes tes suggestions toujours visionnaires. J'ai énormément appris à tes côtés et je suis admiratif de ton enthousiasme indestructible.

Nico(l'as), l'homme de la situation¹, avec qui j'ai passé une grande partie de ma thèse à travailler. Un très grand et très sincère merci, j'ai énormément appris en travaillant à tes côtés. Je n'oublie pas de mentionner ton organisation légendaire dont j'ai pu tenter de m'inspirer avec un succès mitigé.

Nabila Aghanim, Monique Arnaud, Jacques Delabrouille, Anne Ealet et Gilles Henri, pour avoir accepté de faire partie des membres du jury. Merci pour l'intérêt porté à cette thèse, vos commentaires et vos encouragements qui me touchent profondément. Je souhaite remercier plus en particulier mes rapporteurs, Monique et Jacques, pour leur lecture avisée.

Barbara, la personne la plus honnête et gentille au monde. J'ai énormément apprécié de travailler avec toi. En plus, tu ne cries jamais et tu parles doucement bien que tu sois Italienne, bravo.

Céline, ma collègue de bureau. Ce fut un grand plaisir de t'y accueillir pendant tout ce temps, car tu es très sympa, et ça, c'est important ! J'ai également apprécié de travailler avec toi sur les données de *Planck* en polarisation.

Fréd(éric), car c'est grâce à toi que je suis arrivé dans le groupe. En plus, tu m'as été d'une aide très précieuse concernant l'enseignement.

Guillaume, Lilian, Alessia, Monica et Florian (dans l'ordre historique), qui m'ont précédé ou succédé, dont j'ai grandement apprécié l'aide précieuse et la compagnie.

Toute l'équipe *NIKA* : Alain, Alessandro, Andrea, Johannes, Laurence, Martino, Nello, Olivier, Samuel. Merci aussi aux non Grenoblois avec qui j'ai eu le plaisir d'interagir : Alexandre, Nicolas (Billot, pour ne pas confondre avec notre Nico Grenoblois), Carsten. Merci aussi à Étienne, expert SZ et X, qui a toujours répondu présent pour apporter ses indispensables suggestions.

1. Vrai quelle que soit la situation.

Aux Planckiens avec qui j'ai travaillé, principalement Matthieu et Olivier. Merci aussi à Cécile dont j'ai apprécié l'enthousiasme permanent au sein du groupe durant mes trois années de thèse.

Aux directeurs du LPSC, Serge pour m'avoir accueilli et Arnaud pour m'avoir gardé.

Au service administratif du LPSC et en particulier Cécile Martin qui n'a jamais craqué malgré mon incapacité à gérer les retours de missions.

À toute ma Famille, pour m'avoir soutenu pendant ces trois années, mais également tout au long de mes études.

Au jambon de l'IRAM. En effet, que serait une nuit d'observation au 30 mètres sans la collation de 4h du matin. Les campagnes d'observation auxquelles j'ai eu la chance de participer ont été un véritable plaisir, en partie grâce à toute l'équipe en charge du télescope, faisant du 30 mètres un endroit super-cool. Et puis il est quand même super classe ce télescope, non ? Donc merci.

À ENIGMASS, le LabEx qui a financé ma thèse et m'a permis de manger pour pas cher à la cantine. En plus les repas du H_2 sont bons, quoiqu'en disent les gens difficiles, et bien manger c'est important.

À toutes les personnes qui ont été oubliées ou qui peuvent se sentir oubliées. J'espère que vous êtes compréhensifs, ce n'est pas facile d'écrire une thèse !

Introduction

Depuis quelques années, les progrès observationnels ont permis à la cosmologie moderne d’entrer dans l’ère de la précision et les résultats des différentes sondes concordent vers le modèle standard de la cosmologie. Malgré sa cohérence, celui-ci décrit un Univers en expansion accélérée dont l’origine, appelée énergie noire, reste mystérieuse. De plus, la majorité du contenu en matière de l’Univers est de nature inconnue, et est appelée matière noire. La compréhension de l’origine et de la nature de l’énergie noire et de la matière noire représentent les défis principaux de la cosmologie moderne et requièrent d’importantes avancées à la fois théoriques et observationnelles. Du côté des observations, la qualité des données a atteint aujourd’hui un niveau tel qu’elle donne accès à de nouvelles observables qui étaient hors de portée il y a quelques années. L’analyse des données nécessite dorénavant de faire preuve d’une attention particulière dans le traitement des effets systématiques non seulement d’origines instrumentales, mais également de par les intrications entre les différentes observables. Les avancées cosmologiques et astrophysiques sont alors intimement reliées à de nombreux niveaux. C’est dans ce contexte que s’inscrit cette thèse. Elle est consacrée plus particulièrement à la mesure de la distribution de matière dans l’Univers. Ce travail profite à la fois des données obtenues par le satellite *Planck* et par la caméra *NIKA*, tous deux dans le domaine (sub-)millimétrique.

Le modèle standard de la cosmologie s’inscrit dans le cadre de la relativité générale, qui relie la dynamique de l’espace-temps à son contenu. La mesure de la distribution de matière dans l’Univers permet donc d’apporter de fortes contraintes sur la cosmologie. Bien que la matière noire soit majoritaire, elle est difficilement observable directement (si ce n’est pas du tout). La mesure de la distribution de matière en général, et de son état physique, se fait donc par l’intermédiaire de la matière baryonique et du rayonnement, sondée à partir de diverses observables (par exemple, la distribution des galaxies en optique ou leur forme pour la reconstruction de l’effet de lentille gravitationnelle).

L’étude des anisotropies en polarisation et en température du fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background* en anglais) apparaît comme une sonde extrêmement puissante dans le cadre de la cosmologie moderne. Elle permet, entre autres, de mesurer la formation des structures depuis leur origine en contraignant l’inflation, de mesurer l’époque de la formation des premières étoiles, et de caractériser les plus grandes structures gravitationnellement liées que sont les amas de galaxies dans l’Univers plus récent. La mesure des modes de polarisation B primordiaux du CMB, à grande échelle angulaire sur le ciel, donne directement accès à l’inflation. Cette dernière est le paradigme, considéré presque comme partie intégrante du modèle standard, qui donne une origine naturelle aux fluctuations de matière via les fluctuations quantiques dans l’Univers primordial. La mesure des modes de polarisation E, à grande échelle également, donne quant à elle accès à la mesure de la réionisation de l’Univers. L’origine de celle-ci est due à la lumière émise par la formation des premières étoiles. Cette mesure permet ainsi de contraindre l’évolution de l’état d’ionisation de l’Univers. Finalement, les amas de galaxies peuvent être observés par l’intermédiaire des distorsions spectrales engendrées lorsque les photons du CMB interagissent avec les électrons énergétiques dans les amas ; ce processus est

appelé l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ, [Sunyaev et Zeldovich, 1970; Sunyaev et Zeldovich, 1972]).

Malgré leur nom, les amas de galaxies sont constitués de galaxies pour seulement quelques pourcents de leur masse. La matière baryonique qui les constitue, en plus de la matière noire, est essentiellement sous forme de gaz chaud ionisé dans le milieu intra amas (ICM pour *Intra Cluster Medium* en anglais). Un moyen original de les sonder est d'utiliser l'effet SZ. Puisque l'observable est le CMB lui-même et non pas l'amas, il ne dépend pas de la distance entre l'observateur et l'amas. Sa mesure est donc uniquement limitée par la résolution angulaire et la sensibilité de l'observation. L'effet SZ est directement proportionnel à la pression dans les amas, il apparaît donc comme une sonde privilégiée pour mesurer la masse totale de ces derniers, qui sont au premier ordre des "boules de gaz" en équilibre hydrostatique. Récemment, les premiers catalogues SZ, constitués jusqu'à quelques milliers d'amas, ont été produits par les collaborations *Planck* [Planck Collaboration et al., 2013a], *SPT* (*South Pole Telescope*, [Bleem et al., 2015]) et *ACT* (*Atacama Cosmology Telescope*, [Hasselfield et al., 2013]). Malheureusement, la résolution angulaire de leurs observations limite les analyses SZ détaillées aux amas proches (dans l'Univers local), c'est-à-dire résolus. Dans ce contexte, la haute résolution angulaire de la caméra millimétrique *NIKA2* et son prototype *NIKA* [Monfardini et al., 2011] en font des instruments idéaux pour ce type d'observations, afin de pousser les mesures SZ dans un Univers plus lointain et plus jeune. Ces instruments sont des caméras basées sur un nouveau type de détecteurs : les KIDs (*Kinetic Inductance Detectors* en anglais), installées au télescope de 30 mètres de l'IRAM (*Institut de Radio Astronomie Millimétrique*).

Le satellite *Planck* [Planck Collaboration et al., 2014d], conçu pour mesurer les anisotropies en température du CMB de façon ultime, permet également la mesure de celles en polarisation. Puisqu'il cartographie la totalité du ciel, il permet en principe l'observation de la polarisation du CMB aux grandes échelles angulaires. Cependant, n'étant pas conçu spécifiquement pour mesurer la polarisation, les données correspondantes souffrent d'effets systématiques [Planck Collaboration et al., 2015e], aux grandes échelles angulaires en particulier. En plus de la soustraction des émissions d'avant-plans, il est nécessaire de comprendre ces systématiques et de les traiter afin d'apporter des contraintes compétitives sur l'inflation et la réionisation.

Ce manuscrit est organisé en quatre parties. La première, **I**, introduit le cadre de la thèse et définit les outils théoriques qui lui sont nécessaires dans les chapitres suivants :

- Le chapitre 1 présente le contexte cosmologique général à l'ère du satellite *Planck*.
- Le chapitre 2 donne une description du CMB et du formalisme d'analyse statistique qui lui est associé.
- Le chapitre 3 présente les enjeux modernes de l'observation et de l'utilisation des amas de galaxies en cosmologie.

La deuxième partie, **II**, se concentre sur le traitement des données *NIKA*. On y détaillera le travail réalisé pour obtenir des cartes des objets astrophysiques à partir des données brutes. Cette partie tentera de guider le lecteur depuis le fonctionnement des détecteurs de *NIKA*, qui en sont sa particularité, jusqu'à la production des cartes SZ d'amas de galaxies. Dans ce but, elle inclura les chapitres suivants :

- Le chapitre 4 présentera *NIKA* d'un point de vue instrumental.
- Le chapitre 5 traitera des détecteurs et de leur modélisation pour valider la reconstruction du signal astrophysique.
- Une fois les détecteurs pris en main, le chapitre 6 discutera des observations au télescope en temps réel.
- Le chapitre 7 exposera le fonctionnement de la chaîne d'analyse qui a été développée pour

obtenir les cartes des objets célestes observés à partir des données brutes.

- Le chapitre 8 traitera de l'étalonnage et de la caractérisation de ces cartes qui est nécessaire pour les rendre utilisables scientifiquement.
- Similairement, le chapitre 9 présentera le développement des simulations entrepris afin de mesurer l'impact de la réduction des données sur le signal astrophysique.

La partie III profitera de l'arsenal mis en place dans la partie II pour constituer et étudier un échantillon pilote pour les observations futures avec *NIKA2*. Une fois les cartes SZ en main, leur analyse complète sera présentée. L'analyse permettant de remonter aux distributions thermodynamiques et de matière dans les amas observés sera appliquée. Les données SZ seront également combinées à des données externes (observations dans le domaine X principalement) pour apporter de meilleures contraintes sur la distribution de l'ICM. Cette partie inclura les chapitres suivants :

- Avec les informations apportées par la partie II, le chapitre 10 traitera de l'extraction des propriétés thermodynamiques et matérielles des amas mesurés par *NIKA* à partir des cartes obtenues.
- Le chapitre 11 donnera le détail de la première mesure de l'effet SZ avec *NIKA*.
- Le chapitre 12 commencera par donner le détail de la préparation de l'observation d'un échantillon de trois amas type en vue d'une étude pilote pour les observations futures avec *NIKA2*. Ensuite, il présentera l'analyse de l'amas à haut redshift CL J1226.9+3332 ($z = 0.89$) comme cas d'étude de la mesure du profil de pression d'un amas distant, alors que les deux autres cas feront l'objet des chapitres suivants.
- Le chapitre 13 présente le cas de MACS J1423.9+2404 comme test de l'impact des sources contaminantes sur la reconstruction de la distribution de pression.
- Le chapitre 14 expose l'analyse des données de l'amas MACS J0717.5+3745 en vue de la cartographie de l'effet SZ cinétique.
- Enfin, le chapitre 15 présente les observations de deux amas découverts par *Planck* et discute des opportunités scientifiques avec *NIKA2* en terme d'amas de galaxies.

La partie IV décrit l'analyse des données de *Planck* en polarisation. Elle détaillera les méthodes dédiées au traitement des effets systématiques, ayant pour origine principale les effets de fuite de température vers la polarisation dues aux différences de transmission et de l'étalonnage entre les détecteurs. Cette partie comportera les chapitres suivants :

- Le chapitre 16 décrit le satellite *Planck* et ses observations dans le cadre de la mesure de la polarisation.
- Le chapitre 17 présente le travail effectué dans cette thèse pour caractériser et soustraire les effets systématiques liés à la mesure de la polarisation.
- Le chapitre 18 présente les résultats cosmologiques obtenus dans le cadre de la collaboration *Planck* grâce à la polarisation.

Première partie

De l'inflation aux amas de galaxies

1

La cosmologie à l'ère de *Planck*

Sommaire

1.1	Le modèle ΛCDM	8
1.1.1	Un Univers homogène en expansion	8
1.1.2	Histoire thermique de l'Univers	9
1.2	L'inflation à l'origine des fluctuations primordiales	11
1.2.1	Une solution aux problèmes du modèle standard	11
1.2.2	La dynamique de l'inflation	13
1.2.3	Fluctuations de matière dans l'inflation	15
1.3	La réionisation comme traceur des structures à $z \sim 10$	16
1.4	La formation des structures	17
1.5	Conclusions	18

La cosmologie moderne s'inscrit dans un cadre théorique où l'Univers apparaît comme un objet dynamique décrit par une métrique qui évolue avec le temps. La relativité générale, elle, permet de décrire la gravité par un couplage entre l'espace-temps et son contenu [Einstein, 1916], donnant ainsi un cadre théorique solide pour le modèle standard de la cosmologie. Du point de vue observationnel, la loi de Hubble [Hubble, 1929], *i.e.* le décalage vers le rouge des galaxies lointaines, la nucléosynthèse primordiale [Gamow, 1946], *i.e.* l'abondance des éléments légers dans l'Univers, et l'existence du fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background*) [Penzias et Wilson, 1965; Dicke *et al.*, 1965] en sont aujourd'hui les piliers fondamentaux.

Avec le développement de nouvelles observations depuis les dernières décennies, en particulier l'observation du CMB par *COBE* (*COsmic Background Explorer*, [Bogges et al., 1992]), *WMAP* (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, [Hinshaw *et al.*, 2013]) et plus récemment *Planck* [Planck Collaboration *et al.*, 2015a], la cosmologie moderne est devenue une science de précision. Même si de nombreux points restent à explorer et à comprendre, le modèle du Big-Bang [Friedmann, 1922; Friedmann, 1924; Lemaître, 1927], depuis quelques fractions de seconde après ce dernier jusqu'à aujourd'hui, est un fait observationnel.

Pour aller plus loin dans la compréhension de l'Univers, il est dorénavant nécessaire d'utiliser toutes les sondes disponibles afin de maîtriser les biais et les dégénérescences propres à chacune d'entre elles. Il est également indispensable de comprendre les interactions entre les différentes observables, d'un point de vue cosmologique et astrophysique.

Ce chapitre d'introduction vise à définir le cadre théorique de cette thèse. On passera en revue, très brièvement, le statut de la cosmologie moderne en insistant particulièrement sur l'inflation et la réionisation qui seront contraintes par la polarisation du CMB observée avec *Planck* dans la partie [IV](#). Enfin, on traitera de la formation des structures puisque l'observation d'amas de galaxies et son interprétation feront l'objet des parties [II](#) et [III](#) de cette thèse.

1.1 Le modèle Λ CDM

1.1.1 Un Univers homogène en expansion

Nous vivons aujourd'hui dans un Univers globalement extrêmement homogène et isotrope, comme postulé par le principe cosmologique. De plus, l'Univers est très proche d'être plat, si ce n'est exactement plat, et en expansion accélérée [[Riess et al., 1998](#)]. Dans le cadre de la relativité générale et du principe cosmologique, l'évolution de l'expansion de l'Univers est décrite par les équations de Friedmann [[Friedmann, 1922](#); [Friedmann, 1924](#)]¹,

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_{\text{tot}} - \frac{kc^2}{a^2} \quad (1.1)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho_{\text{tot}} + \frac{3p_{\text{tot}}}{c^2}\right), \quad (1.2)$$

via le facteur d'échelle, $a(t)$, en fonction de sa composition énergétique. La densité totale peut s'écrire

$$\rho_{\text{tot}} = \rho_{\Lambda} + \rho_{\text{m}} + \rho_{\text{r}}. \quad (1.3)$$

Le terme $\rho_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{8\pi G}$ représente la contribution de l'énergie noire associée à la constante cosmologique Λ qui apparaît dans les équations d'Einstein. La matière non-relativiste, ρ_{m} , est la somme d'une composante non-baryonique appelée matière noire, ρ_{c} , et d'une composante baryonique, ρ_{b} . La densité de radiation, c'est-à-dire des particules ultra-relativistes (photons, neutrinos), est représentée par ρ_{r} . Finalement, le signe de k donne la courbure de l'Univers.

Chacune de ces composantes suit une équation d'état qui lui est propre. Elle est caractérisée par le paramètre w qui relie la pression à la densité,

$$w_i = \frac{p_i}{\rho_i c^2}. \quad (1.4)$$

Ainsi, le paramètre de Hubble,

$$H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (1.5)$$

qui exprime le taux d'expansion de l'Univers, dépend directement de sa composition. Pour paramétrer ce contenu, il est utile de définir, pour un constituant i , la densité normalisée

$$\Omega_i = \rho_i / \rho_{\text{crit}} \quad (1.6)$$

avec $\rho_{\text{crit}} = \frac{3H^2}{8\pi G}$, la densité qu'aurait l'Univers s'il était parfaitement plat, c'est-à-dire avec $k = 0$. Ainsi, $\Omega_k \equiv -\frac{kc^2}{a^2 H^2} = 1 - \Omega_{\text{tot}}$ donne une mesure de la courbure de l'Univers.

La table [1.1](#) donne l'équation d'état de chaque composante de l'Univers, les relations de proportionnalité qu'elles entretiennent avec le facteur d'échelle, et son évolution temporelle dans un

1. Les symboles G , c , k ont leur signification usuelle, représentant respectivement la constante de gravitation de Newton, la vitesse de la lumière et la courbure de l'Univers. La dérivée de la quantité x par rapport au temps est notée \dot{x} .

Univers dominé par la composante en question, à partir des équations 1.1 et 1.2. Le rayonnement étant décalé vers le rouge au fur et à mesure de l'expansion, il est utile de définir le *redshift* z comme le rapport des longueurs d'onde d'un photon au temps t de son émission, et celle mesurée par un observateur aujourd'hui au temps t_0 . Le redshift est ainsi directement relié au facteur d'échelle par $1 + z = a(t_0)/a(t)$. On notera que pour la radiation, en plus de la dilution spatiale en a^{-3} , la densité d'énergie se trouve donc diluée d'un facteur a^{-1} dû au redshift.

Table 1.1 – *Equation d'état et évolution temporelle du facteur d'échelle pour les différentes composantes en énergie dans l'Univers. Les colonnes indiquent respectivement le nom des composantes, leur équation d'état, leur dépendance avec le facteur d'échelle et la dépendance du facteur d'échelle avec le temps.*

Composante	w	$\rho(a)$	$a(t)$
Λ	-1	constant	e^{Ht}
Matière	0	$1/a^3$	$t^{2/3}$
Radiation	1/3	$1/a^4$	$t^{1/2}$
Courbure*	-1/3	$1/a^2$	t

* Pour $w = -1/3$, l'équation d'état mime un Univers dominé par une courbure négative.

Les densités des différentes composantes de la table 1.1 mesurées aujourd'hui par les derniers résultats de [Planck Collaboration et al., 2015h] sont

$$\left\{ \begin{array}{l} 100 \Omega_\Lambda = 69.11 \pm 0.62, \\ 100 \Omega_m = 30.89 \pm 0.62, \\ 100 \Omega_c h^2 = 11.88 \pm 0.10, \\ 100 \Omega_b h^2 = 2.230 \pm 0.014, \\ 100 \Omega_r \sim 5 \times 10^{-3}, \\ 100 \Omega_k = 0.00 \pm 0.50. \end{array} \right. \quad (1.7)$$

Les densités de baryons et de matière noire sont normalisées par h^2 afin de supprimer la dégénérescence avec le paramètre de Hubble aujourd'hui, $H_0 = 100 h$ km/s/Mpc, où $h = 0.6774 \pm 0.0046$. Notre Univers est ainsi en expansion, telle que le décrit le modèle du Big-Bang, et non pas stationnaire. De plus, il apparaît être quasi-euclidien ($\Omega_k \simeq 0$), dominé par l'énergie noire (c'est-à-dire en expansion accélérée) et que son contenu matériel est fait principalement de matière noire froide (non-relativiste). C'est le cadre général du modèle Λ CDM, pour *Λ -dominated Cold Dark Matter* en anglais.

1.1.2 Histoire thermique de l'Univers

Le modèle du Big-Bang décrit l'expansion de l'Univers depuis son origine. Par le passé, lorsque ce dernier est suffisamment dense, il est dominé par le rayonnement puisque c'est cette composante qui a la plus forte dépendance avec le facteur d'échelle. La température du bain thermique évoluant comme $T(t) \propto 1/a(t) \propto 1 + z$, pour un Univers suffisamment jeune, toutes les particules sont relativistes et asymptotiquement libres avec des interactions très fréquentes. Ainsi, l'Univers est à ce stade très bien décrit par un plasma en équilibre thermique. Au fur et à mesure de l'expansion et de la dilution de la densité de particules, le taux d'interactions devient inévitablement plus faible que le taux d'expansion de sorte que les particules se découplent du bain thermique. Celles qui interagissent les plus faiblement, comme la matière noire ou les neutrinos, sont les premières à s'échapper.

Lorsque la température devient suffisamment basse, de l'ordre de 100 keV, les réactions nucléaires entre protons et neutrons permettent de former du deutérium, puis de l'hélium et des éléments plus lourds : c'est la nucléosynthèse primordiale [Gamow, 1946] telle que le prédit le Big-Bang, et qui en est l'un des plus grands triomphes. Elle permet d'expliquer les abondances du deutérium, de l'hélium et autres éléments légers, qui ne sont pas explicables par la nucléosynthèse stellaire [Fields *et al.*, 2014].²

A un redshift $z \sim 1000$, soit $T \sim 3000$ K, les électrons et protons se combinent et l'Univers devient neutre. La lumière peut alors se propager librement pour produire le CMB que l'on observe aujourd'hui (voir chapitre 2 pour plus de détails), tel que prédit par le modèle du Big-Bang. Le CMB est presque complètement uniforme, avec $T_{\text{CMB}}(t_0) = 2.7255 \pm 0.0006$ K [Fixsen, 2009], confortant le principe cosmologique et apparaissant comme l'une des meilleures preuves du Big-Bang. Ce rayonnement comporte néanmoins de petites fluctuations de température de l'ordre de 1 pour 10000. Elles correspondent principalement à de minuscules variations dans la densité primordiale de matière qui a conduit aux structures que l'on observe aujourd'hui. L'origine probable de ces fluctuations, l'inflation, fera l'objet de la section 1.2.

L'Univers entre alors dans une phase dominée par la matière, une période sombre appelée "âges sombres". La matière noire, qui interagit presque exclusivement *via* la gravité, s'effondre en formant des halos et des structures filamentaires dans lesquelles les baryons s'accumulent. A $z \sim 10$, les premières étoiles apparaissent [Zaroubi, 2013], libérant suffisamment d'énergie pour réioniser l'Univers : c'est l'époque de la réionisation qui fera l'objet de la section 1.3.

Jusque-là, la dynamique de la formation des structures est dominée par la matière noire. Cependant, le gaz s'accumulant dans les puits de potentiel formés par la matière noire, la physique complexe des baryons devient importante, voire dominante à petite échelle et aux échelles intermédiaires. De nombreux processus astrophysiques entrent alors en jeu. Les amas de galaxies apparaissent aux intersections des filaments et forment les plus grandes structures gravitationnellement liées par un scénario de type *bottom-up*. Pour un redshift $z \sim 0.5$, l'énergie noire devient dominante et l'expansion de l'Univers accélère [Amendola et Tsujikawa, 2010]. La formation des structures sera détaillée dans la section 1.4.

Table 1.2 – *Événements clefs dans l'histoire thermique de l'Univers.*

Événement	temps physique	redshift	température
Inflation ?	10^{-32} s	–	$\lesssim 10^{15}$ GeV
Découplage des neutrinos	1 s	6×10^9	1 MeV
Annihilation électrons-positons	6 s	2×10^9	500 keV
Nucléosynthèse primordiale	3 min	4×10^8	100 keV
Egalité matière-radiation	60×10^3 ans	3400	0.75 eV
Recombinaison	$(260 - 380) \times 10^3$ ans	1100–1400	0.26–0.33 eV
Découplage du CMB	380×10^3 ans	1000–1200	0.23–0.28 eV
Réionisation	500×10^6 ans	10	2.6 meV
Egalité matière-énergie noire	9×10^9 ans	0.4	0.33 meV
Aujourd'hui	13.8×10^9 ans	0	0.24 meV

La table 1.2 résume les étapes clefs de l'histoire de l'Univers dans le cadre du modèle du Big-Bang. Ces dernières sont également représentées sur la Figure 1.1. Dans cette thèse, nous nous

2. On remarquera en particulier que la nucléosynthèse primordiale, régit par la physique nucléaire à $t \sim 3$ minutes, permet la mesure du rapport entre nombres de baryons et de photons $\eta_{b/\gamma} = (6.27 \pm 0.34) \times 10^{-10}$ [Steigman, 2012]. Cette valeur est par ailleurs en excellent accord avec les mesures issues du CMB, régi par la physique atomique ~ 400000 ans après le Big-Bang [Planck Collaboration *et al.*, 2015h].

intéresserons en particulier à trois phases particulières de l'histoire de l'Univers : l'inflation, la réionisation, et la formation des amas de galaxies. Elles seront toutes sondées par l'intermédiaire de l'observation du CMB.

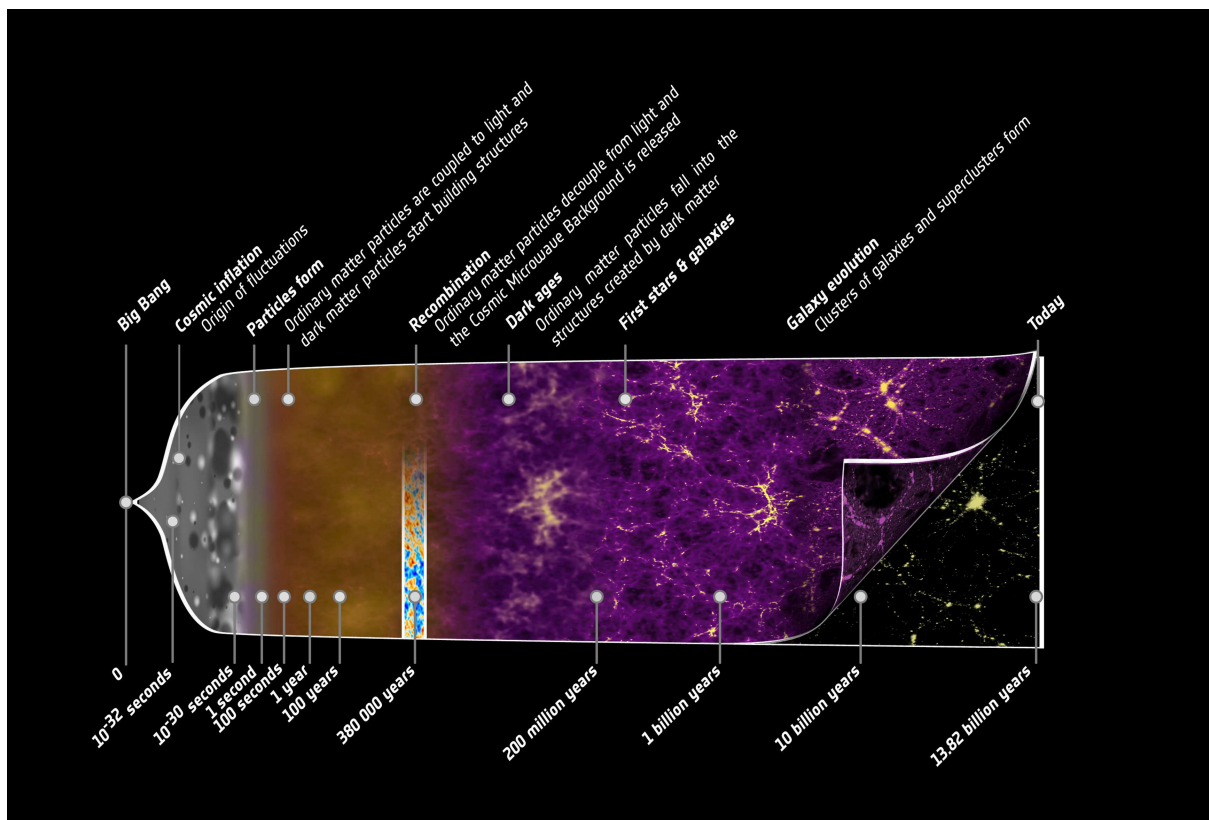


Figure 1.1 – Résumé de l'histoire thermique de l'Univers depuis l'inflation. *Crédit : ESA – C. Carreau.*

1.2 L'inflation à l'origine des fluctuations primordiales

Le paradigme de l'inflation a fait son apparition au début des années 80 [Starobinsky, 1980; Guth, 1981; Linde, 1982]. Il permet d'apporter une solution élégante et simple aux problèmes du modèle du Big-Bang, le modèle cosmologique standard discuté précédemment. On se propose ici de décrire les bases théoriques de l'inflation comme solution à l'origine des fluctuations de matière dans l'Univers. Pour une revue récente, on pourra se référer par exemple à [Linde, 2014], ou à [Baumann, 2014b; Baumann, 2014a] pour des cours détaillés dont cette section s'inspire.

1.2.1 Une solution aux problèmes du modèle standard

Le Big-Bang, dans le cadre du modèle Λ CDM introduit brièvement dans la section 1.1, permet de rendre compte des observations sur des échelles de temps qui couvrent de nombreux ordres de grandeur. Cependant, il comporte des problèmes fondamentaux dont les trois principaux sont décrits ci-après.

1.2.1.1 Le problème de la platitude

L'équation de Friedmann [Friedmann, 1922; Friedmann, 1924] 1.1 peut s'écrire comme

$$\Omega_{\text{tot}} - 1 = \frac{kc^2}{(aH)^2} \quad (1.8)$$

avec $\frac{d(aH)^{-1}}{dt} \propto 1 + 3w$. De fait, pour $w > -1/3$, ce qui est le cas depuis l'Univers primordial tel qu'on l'observe jusqu'à $z \sim 1$ (table 1.1), la platitude est physiquement instable à mesure que le temps s'écoule. Mesurer une courbure quasi-nulle aujourd'hui signifie donc que l'Univers était extrêmement plat par le passé. Par exemple, au moment de la nucléosynthèse primordiale $|\Omega_{\text{tot}} - 1| \lesssim 10^{-16}$, ou encore $\lesssim 10^{-60}$ au temps de Planck. Dans le cadre du modèle Λ CDM, un ajustement fin des conditions initiales est alors nécessaire pour expliquer la platitude observée aujourd'hui. On notera que bien qu'un Univers euclidien (plat) puisse sembler naturel, on attend des fluctuations locales de la métrique générées lorsque celui-ci était encore un objet quantique, *i.e.* dans notre sphère de Hubble.

1.2.1.2 Le problème de l'horizon

Le problème de l'horizon correspond au fait que différentes parties du ciel, bien que causalement découplées les unes des autres, ont des propriétés physiques très similaires. C'est par exemple le cas du CMB dont la température est homogène à 10^{-5} près alors que les régions séparées de plus de ~ 2 degrés n'ont jamais été en contact causal dans le cadre du modèle du Big-Bang. A ce stade, il est utile de définir le temps conforme comme celui associé à l'horloge qui change avec l'expansion de l'Univers, $d\eta = dt/a(t)$. Il permet de se placer dans un espace dans lequel les parties spatiale et temporelle de la métrique se factorisent par $a(t)$, de sorte que la trajectoire de la lumière, qui permet de définir les zones en contact causal, est décrite par des lignes droites dans cet espace. La distance maximale parcourue par un photon depuis la singularité s'écrit alors

$$d_{\text{max}}(t) = \int_0^t \frac{cdt'}{a(t')} = c\eta(t) - c\eta(0), \quad (1.9)$$

avec $\eta \propto a^{\frac{1}{2}(1+3w)}$. Ainsi, pour de la matière conventionnelle ($w > -1/3$), le temps conforme à la singularité est nul et $d_{\text{max}}(t)$ est fini. La Figure 1.2 représente le cône de lumière associé à deux points opposés du CMB dans un diagramme espace-temps (temps conforme en fonction de la distance comobile³). On remarque que dans le cadre de Λ CDM, il n'y a pas suffisamment de temps conforme entre la singularité initiale et le CMB pour que le contact causal soit établi. En effet, les deux points opposés sur le CMB, dont le cône de lumière est représenté en gris, ne sont jamais reliés causalement par le passé.

3. Distance normalisée à l'expansion de l'Univers.

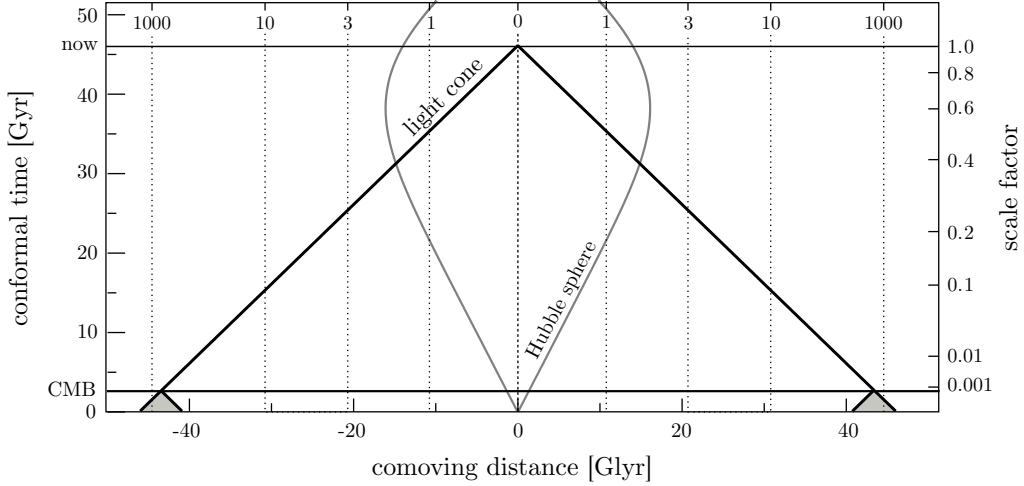


Figure 1.2 – *Illustration du problème de l'horizon dans le cadre de Λ CDM pour deux points du CMB opposés l'un par rapport à l'autre. Les régions grisées sont celles qui leur sont causalement accessibles ; elles ne sont jamais en contact causal l'une avec l'autre, bien que le CMB soit très uniforme sur le ciel. Extrait de [Baumann, 2014b].*

1.2.1.3 Inhomogénéités à petites échelles

L'Univers est globalement homogène et isotrope, mais on observe aujourd'hui des structures (galaxies, amas de galaxies, fluctuations du CMB) qui doivent avoir grandi à partir de fluctuations initiales dans l'Univers primordial. Le Big-Bang, dans le cadre du modèle Λ CDM, ne l'explique pas.

1.2.1.4 Une solution privilégiée

Pour pallier aux problèmes de la platitude et de l'horizon, une solution possible consiste à postuler que l'Univers a traversé une phase d'expansion accélérée pendant laquelle la condition suivante était remplie :

$$\frac{d}{dt} (aH)^{-1} < 0 \equiv \ddot{a} > 0 \equiv -\frac{\dot{H}}{H^2} < 1. \quad (1.10)$$

C'est la définition de l'inflation [Starobinsky, 1980; Guth, 1981; Linde, 1982]. L'Univers était alors dominé par une composante pour laquelle $w < -1/3$. Le problème de platitude est réglé si l'inflation dure suffisamment longtemps puisqu'il existe alors une époque pendant laquelle $\Omega_{\text{tot}} - 1$ tend vers 1. Le problème de l'horizon est réglé puisque $\eta(0) \rightarrow -\infty$: la figure 1.2 voit alors son axe y s'étendre vers le bas de sorte qu'un contact causal puisse avoir lieu partout sur le ciel. On verra que l'inflation fournit également une origine naturelle aux fluctuations primordiales.

1.2.2 La dynamique de l'inflation

L'inflation consiste à postuler l'existence d'un champ scalaire (ou plusieurs) qui remplit l'Univers primordial. Le Lagrangien associé à ce champ ϕ s'écrit

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad (1.11)$$

avec $V(\phi)$ le potentiel associé au champ. Le Lagrangien conduit aux équations du mouvement par l'intermédiaire des équations d'Euler-Lagrange,

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{1}{a^2}\nabla^2\phi + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0. \quad (1.12)$$

La pression et la densité associées au champ ϕ s'écrivent

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + \frac{1}{2a^2}(\nabla\phi)^2 + V(\phi) \quad (1.13)$$

$$p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - \frac{1}{6a^2}(\nabla\phi)^2 - V(\phi) \quad (1.14)$$

Puisque l'inflation a pour conséquence d'étirer l'Univers, les inhomogénéités spatiales du champ tendent vers zéro rapidement et on négligera en général les termes de gradient. Pour satisfaire aux objectifs de l'inflation, on peut se placer dans le régime dit de *slow-roll* pour lequel l'énergie potentielle du champ domine par rapport à son énergie cinétique. L'équation 1.14 donne alors $w = -1$ et l'Univers est bien en expansion accélérée avec un taux $H = \frac{8\pi G}{3}V(\phi)$. On définit finalement le nombre de *e-folds*, qui caractérise l'ampleur de l'expansion opérée pendant l'inflation, comme

$$N_{\text{e-folds}} = \int_{t_{\text{ini}}}^{t_{\text{fin}}} H dt = \ln \left(\frac{a_{\text{fin}}}{a_{\text{ini}}} \right). \quad (1.15)$$

Afin de résoudre le problème de l'horizon, sa valeur doit être de l'ordre de 40 – 60 [Liddle et Lyth, 2000].

La figure 1.3 donne l'exemple d'un potentiel d'inflation standard. Le champ ϕ démarre ici avec une faible valeur (à gauche) ainsi que des fluctuations quantiques $\delta\phi$ (il pourrait aussi démarrer à droite avec une valeur élevée de ϕ). Le valeur du champ augmente dans le régime *slow-roll* pour minimiser le potentiel. Une fois sortie de la région verte, l'inflation est terminée. Elle a pour conséquence de diluer la densité de particules, conduisant à un Univers vide. Les oscillations du champ dans le potentiel permettent alors de convertir l'énergie du champ en particules matérielles qui composent l'Univers à la sortie de l'inflation. Ce mécanisme s'appelle le *reheating* [Abbott *et al.*, 1982; Albrecht et Steinhardt, 1982; Dolgov et Linde, 1982] et est discuté en détails dans [Tristram, 2005].

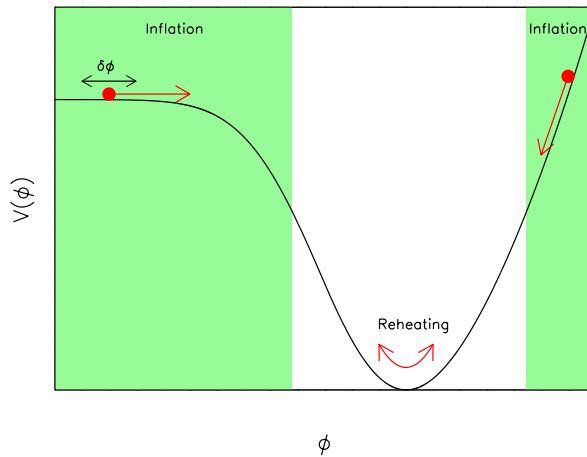


Figure 1.3 – Exemple de potentiel d'inflation pour le champ ϕ . L'inflation a lieu dans la région verte.

1.2.3 Fluctuations de matière dans l'inflation

Les fluctuations quantiques du vide dans l'Univers primordial [Starobinsky, 1982; Liddle et Lyth, 2000] conduisent à écrire le champ comme une composante homogène dans l'espace à laquelle s'ajoute des fluctuations, $\phi(x, t) = \phi(t) + \delta\phi(x, t)$. La métrique peut se développer similairement sous la forme, $g_{\mu\nu}(x, t) = g_{\mu\nu}(t) + \delta g_{\mu\nu}(x, t)$ et elle est reliée au contenu matériel par les équations d'Einstein que l'on écrit alors comme $\delta G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} \delta T_{\mu\nu}$. Dans cette section, on donne les ingrédients physiques à partir desquels l'inflation génère naturellement des fluctuations de matière, ainsi que les fluctuations tensorielles que l'on cherchera à mesurer au chapitre 17. Pour plus de détails, on se référera par exemple au cours très complet de [Baumann, 2014b].

Au cours de l'inflation, le rayon de la sphère de Hubble $c/(aH)$ diminue et les perturbations du mode k sortent de l'horizon dès que $k < aH/c$. A partir de là, elles se retrouvent gelées puisque leur lien causal est rompu. Après l'inflation, le rayon de Hubble augmente et les modes k observés rentrent à nouveau dans l'horizon. L'évaluation de la variance des fluctuations quantiques du vide du champ d'inflation, au moment de leur sortie de l'horizon permet alors de calculer le spectre de puissance initial des fluctuations, défini comme

$$P_{\delta\phi}(k) \equiv \langle |\delta\phi_k|^2 \rangle \Big|_{k=aH/c}. \quad (1.16)$$

Dans le régime linéaire, les fluctuations $\delta\phi(x, t)$ satisfont à l'équation 1.12. Les modes de Fourier k sont découplés les uns des autres. Chacun d'entre eux se comporte alors comme un oscillateur harmonique dans un Univers en expansion, vérifiant la relation de dispersion $\omega_k^2 = \frac{|k|^2 c^2}{a^2} + m^2$ avec la masse du champ $m^2 \equiv \partial^2 V / \partial \phi^2$. La masse est très petite devant $\frac{|k|^2 c^2}{a^2}$ au moment où les modes sortent de l'horizon. Le spectre des perturbations du champ s'exprime alors comme

$$P_{\delta\phi}(k) = \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2 \Big|_{k=aH/c}. \quad (1.17)$$

En utilisant le lien entre la métrique et le contenu matériel de l'Univers, elles permettent de calculer le spectre des fluctuations scalaires (fluctuations de densité),

$$P_s(k) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{H^4}{\dot{\phi}^2} \right) \Big|_{k=aH/c} \quad (1.18)$$

et des perturbations tensorielles (ondes gravitationnelles),

$$P_t(k) = \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2 \Big|_{k=aH/c}. \quad (1.19)$$

D'après les conditions de *slow-roll*, H et $\dot{\phi}$ varient lentement et l'on attend que les spectres soient presque invariants d'échelle. D'un point de vue observationnel, il est alors utile de paramétrer les spectres par

$$\begin{aligned} P_s(k) &= A_s k^{n_s-1} \\ P_t(k) &= A_t k^{n_t} \end{aligned} \quad (1.20)$$

où $A_{s,t}$ donne l'amplitude du spectre et $n_{s,t}$ son indice spectral. Le rapport entre les contributions tensorielles et scalaires est donné par le paramètre

$$r = \frac{P_t}{P_s} \Big|_{k=k_*}. \quad (1.21)$$

Puisque les deux contributions n'ont pas nécessairement la même dépendance en k , on définit généralement $r_{0.002} = r(k_\star = 0.002 \text{ Mpc}^{-1})$. La mesure de r est l'un des enjeux majeurs de la cosmologie moderne puisqu'une valeur non-nulle de r donnerait une preuve directe que l'inflation a effectivement eu lieu, et une mesure directe de son échelle d'énergie. On reviendra sur la manière de mesurer ce paramètre grâce à la polarisation du CMB au cours du chapitre 2.

1.3 La réionisation comme traceur des structures à $z \sim 10$

Après la recombinaison, le gaz cosmique est froid et neutre. Cependant, lorsque les premières étoiles et trous noirs se forment, la radiation ultraviolette et X induisent une transition de phase graduelle du gaz intergalactique vers un état chaud et ionisé aux grandes échelles que l'on observe aujourd'hui dans l'Univers [Barkana et Loeb, 2001; Cooray *et al.*, 2013]. Ce processus porte le nom de réionisation. Lors de leur propagation dans l'Univers, les photons du CMB vont pouvoir interagir avec le milieu matériel qu'ils traversent. La réionisation va alors avoir un impact sur le CMB, en particulier en polarisation. Mesurer la réionisation et son histoire permet de contraindre la distribution de matière à cette époque, qui correspond à $z \sim 10$. On discutera dans cette section de l'origine de la réionisation et des possibilités pour l'observer. On reviendra au chapitre 2 sur son lien avec la polarisation du CMB. Pour une revue détaillée, on pourra se référer à [Zaroubi, 2013], ainsi qu'au travail de thèse de [Sanselme, 2013].

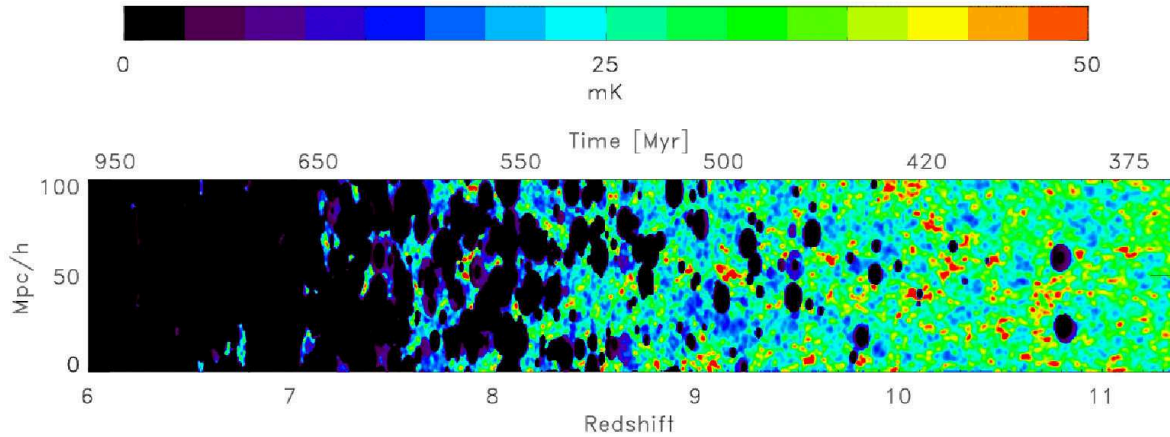


Figure 1.4 – *Tranche en redshift de la brillance de la raie de l'hydrogène à 21 cm, proportionnelle à la densité d'hydrogène neutre, dans une simulation de transfert radiatif. L'Univers est complètement ionisé à $z < 6$. Figure extraite de [Zaroubi, 2013], d'après le travail de [Thomas et al., 2009].*

Quel que soit le redshift, la majorité de la composante baryonique de l'Univers se trouve dans le milieu intergalactique (IGM pour *Intergalactic Medium*) qui peut être décrit comme un champ fluctuant de densité, de température et de pression. Celui-ci joue donc un rôle important non seulement d'un point de vue astrophysique mais également en cosmologie. L'IGM étant essentiellement constitué d'hydrogène, le seuil en énergie des photons pouvant l'ioniser est de 13.6 eV. Ces photons deviennent disponibles lors de la formation des premières étoiles ainsi qu'à travers d'autres mécanismes pouvant produire des particules énergétiques. La réionisation est un sujet très complexe d'un point de vue astrophysique puisqu'elle nécessite la compréhension détaillée des processus mis en jeu. Elle dépend notamment du taux de photons qui s'échappent

lors de la formation des étoiles, de l'efficacité de production de ces photons, de la nature exacte des sources dont ils sont issus et de la section efficace d'interaction des photons produits dans l'IGM. Avec la formation des premières étoiles et trous noirs, l'IGM est ionisé sous forme de bulles autour des premiers objets. Ces bulles deviennent de plus en plus grandes et de plus en plus nombreuses jusqu'à recouvrir tout l'espace. La figure 1.4 donne l'illustration de la réionisation de l'IGM en fonction du redshift, obtenue par une simulation numérique [Thomas *et al.*, 2009].

Puisque l'IGM contient de l'hélium en plus de l'hydrogène, l'ionisation du milieu a lieu en plusieurs étapes. D'abord l'ionisation de l'hydrogène (HII) et la première ionisation de l'hélium (HeII), puis la deuxième ionisation de l'hélium (HeIII). La fraction d'électrons libres est alors définie comme

$$x_e = \frac{n_e}{n_p + n_H}, \quad (1.22)$$

avec n_e la densité d'électrons, n_H celle de l'hydrogène et n_p celle des protons, toutes trois évoluant au cours du temps. Le paramètre x_e passe ainsi de ~ 0 à $x_e = 1$ lorsque l'hydrogène est ionisé, puis à $x_e \simeq 1.08$ et $x_e \simeq 1.16$ lorsque l'hélium est ionisé une première fois, puis une seconde fois [Switzer et Hirata, 2008]. La profondeur optique par rapport à la diffusion Thomson des photons du CMB sur les électrons libres s'écrit alors comme

$$\tau = \sigma_T \int n_e(z) (1+z)^{-1} \frac{c}{H(z)} dz. \quad (1.23)$$

Elle est reliée au redshift et à l'histoire de la réionisation.

L'IGM peut être décrit par un champ de densité, pression et température fluctuant dont l'état physique affecte directement les observables qui lui sont associées. L'une des observables principales pour le sonder est l'utilisation de l'effet Gunn-Peterson [Gunn et Peterson, 1965], c'est-à-dire la mesure de la raie d'absorption due à l'hydrogène neutre (à $\lambda = 1216 \text{ \AA}$) dans le spectre des quasars à haut redshift. En effet, le spectre des quasars présente typiquement un continuum et quelques raies d'émission. En traversant l'Univers depuis un quasar lointain jusqu'à un observateur aujourd'hui, les photons vont alors être absorbés par l'hydrogène neutre situé à différents redshifts sur la ligne de visée. Cette absorption se traduit donc comme un continuum si la distribution spatiale de l'hydrogène neutre est relativement homogène (avant la réionisation), ou comme une succession de raies d'absorption si l'hydrogène est sous forme de nuages moléculaires (après ou pendant la réionisation). L'effet Gunn-Peterson permet ainsi de contraindre précisément la fin de la réionisation et indique qu'elle n'a pas eu lieu de manière identique selon les régions observées [Fan *et al.*, 2006].

1.4 La formation des structures

Dans le cadre du paradigme de l'inflation, les fluctuations primordiales de densité $\rho(\vec{r}, t)$ sont générées naturellement à partir des fluctuations quantiques du champ (voir section 1.2.3). Ces fluctuations,

$$\delta(\vec{r}, t) = \frac{\rho(\vec{r}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)}, \quad (1.24)$$

avec $\bar{\rho}(t)$ la densité moyenne au temps t , sont amplifiées sous l'influence de la gravité [Allen *et al.*, 2011] (on pourra se référer à [Baumann, 2014a; Baumann, 2014b] pour plus de détails). Elles sont visibles comme les fluctuations de température dans l'émission du CMB, où elles sont dans un régime linéaire, mais elles deviennent ensuite hautement non-linéaires dans l'Univers plus récent, en particulier à petites échelles, nécessitant un traitement par simulations numériques. Ces fluctuations peuvent s'écrire sous la forme d'un spectre de puissance primordial que l'on

attend être quasi-invariant d'échelle (voir équation 1.20) tel que

$$P_{\text{prim}}(k) \propto k^{n_s-1} \quad (1.25)$$

avec $n_s \simeq 1$. Le spectre évolue avec le temps en fonction de la cosmologie sous-jacente tel que

$$P_{\text{m}}(k, a, \vec{\theta}) = G^2(a, \vec{\theta}) T^2(k, \vec{\theta}) P_{\text{prim}}(k). \quad (1.26)$$

La fonction $T(k, \vec{\theta})$ décrit la fonction de transfert des perturbations jusqu'à la recombinaison, $z \sim 1000$. La fonction $G(a, \vec{\theta})$ contrôle l'augmentation des perturbations de densité et peut avoir une dépendance avec l'échelle k dans les scénarios de gravité alternatifs. Les paramètres cosmologiques sont donnés par $\vec{\theta} = (\Omega_b h^2, \Omega_c h^2, \Omega_\Lambda)$.

Le nombre de structures effondrées (ou halos) par unité de masse et de redshift est formalisé par la fonction de masse, introduite par [Press et Schechter, 1974]. L'amplitude des fluctuations de matière à l'échelle de masse M est reliée au spectre de puissance par

$$\sigma(M, a)^2 = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} W(kR) P_{\text{m}}(k, a), \quad (1.27)$$

où $W(kR) = 3 \left(\frac{\sin(kR)}{(kR)^3} - \frac{\cos(kR)}{(kR)^2} \right)$ est la fonction fenêtre associée à la moyenne spatiale des structures à l'intérieur d'une sphère de rayon R . Les plus grandes structures qui se forment dans l'Univers et qui sont gravitationnellement liées sont les amas de galaxies. Ils feront l'objet du chapitre 3. Leur taille typique est de quelques Mpc. Ainsi, la normalisation de l'amplitude du spectre primordial est généralement définie à une échelle de 8 Mpc h^{-1} . Pour ce faire, l'équation 1.27 est évaluée aujourd'hui ($a = 1$) et à 8 Mpc h^{-1} , donnant la normalisation du spectre de puissance des fluctuations, σ_8 . Les amas de galaxies, et en particulier leur nombre en fonction de leur masse et de leur redshift, sont donc sensibles aux paramètres cosmologiques. On verra au chapitre 3 comment ils peuvent être utilisés en tant que sonde cosmologique.

1.5 Conclusions

Le modèle standard de la cosmologie décrit remarquablement bien toutes les observations disponibles aujourd'hui. Il pose néanmoins des questions fondamentales sur la nature des composantes de matière noire et d'énergie noire. De plus, il souffre de problèmes théoriques fondamentaux (platitude, horizon, origine des structures) qui peuvent être résolus dans le cadre du paradigme de l'inflation, mais celle-ci n'est toujours pas confirmée directement par l'observation. La réponse à ces questions passe par l'utilisation de sondes cosmologiques telles que le CMB ou les amas de galaxies, que l'on explorera plus en détail dans les chapitres 2 et 3. Afin d'apporter des contraintes solides sur la cosmologie, ces sondes requièrent une compréhension extrêmement détaillée des biais et des intrications avec les processus astrophysiques qui peuvent les affecter (avant-plans, astrophysique des amas), ainsi que des effets systématiques instrumentaux qui dégradent les observations. Cette problématique sera omniprésente tout au long de cette thèse. Avec les observations du CMB par le satellite *Planck*, le modèle standard de la cosmologie peut être résumé par une série de paramètres listés dans la table 1.3.

Table 1.3 – *Principaux paramètres cosmologiques contraints par Planck [Planck Collaboration et al., 2015h]. Les six premiers paramètres sont les paramètres libres dans le modèle Λ CDM le plus simple.*

$\Omega_b h^2$	0.02230 ± 0.00014	Densité de baryons normalisée
$\Omega_c h^2$	0.1188 ± 0.0010	Densité de matière noire normalisée
$100\theta_{\text{MC}}$	1.04093 ± 0.00030	$100 \times r_*/D_A$, avec D_A la distance angulaire à z_*
$10^9 A_s$	2.142 ± 0.049	Spectre de puissance primordial à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$
n_s	0.9667 ± 0.0040	Indice spectral du spectre de puissance scalaire primordial
τ	0.066 ± 0.012	Profondeur optique de l'interaction Thomson due à la réionisation
Ω_m	0.3089 ± 0.0062	Densité de matière normalisée
Ω_Λ	0.6911 ± 0.0062	Densité d'énergie noire normalisée
H_0	67.74 ± 0.46	Constante de Hubble (en $\text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$)
Age	13.799 ± 0.021	Age de l'Univers (en Gyr)
z_*	1089.90 ± 0.23	Redshift pour lequel la profondeur optique est 1
r_*	144.81 ± 0.24	Taille comobile de l'horizon sonore à z_*
r	< 0.09 (95% C.L.)	Rapport des fluctuations tensorielles sur scalaires
z_{re}	$8.8^{+1.2}_{-1.1}$	Redshift auquel l'Univers est à moitié réionisé
σ_8	0.8159 ± 0.0086	Déviati on standard de la distribution de matière à 8 Mpc/h

2

Le fond diffus cosmologique, une sonde puissante pour la cosmologie

Sommaire

2.1	Le Fond Diffus Cosmologique	22
2.1.1	Découplage et surface de dernière diffusion	22
2.1.2	L'observation du CMB, le dipôle et les émissions d'avant-plans	22
2.1.3	L'origine des anisotropies	23
2.2	Le formalisme des anisotropies du CMB	26
2.2.1	Les paramètres de Stokes	26
2.2.2	Spectre de puissance angulaire	27
2.3	Les modes E et B pour contraindre le réionisation et l'inflation	29
2.3.1	Observer la réionisation	29
2.3.2	Observer l'inflation	31
2.4	Conclusions	32

L'estimation des paramètres cosmologiques, qui déterminent le contenu et l'histoire de l'Univers, se fait grâce à un certain nombre de sondes. Chacune d'entre elles possède des dégénérescences et des effets systématiques propres, de sorte que leur utilisation conjointe est particulièrement utile pour obtenir des contraintes robustes (voir par exemple [Planck Collaboration *et al.*, 2015h]). Parmi les sondes modernes, on citera les supernovae de type Ia, qui sont des chandelles standards et permettent de mesurer l'évolution de la distance avec le redshift [Perlmutter *et al.*, 1999] (voir aussi [Goobar et Leibundgut, 2011] pour une revue). On notera aussi l'importance croissante des relevés de redshifts de galaxies qui permettent *i)* de mesurer la distribution de matière noire par l'effet de lentille gravitationnelle [Mellier, 1999; Hoekstra et Jain, 2008], *ii)* de fournir une longueur standard utilisée pour tracer l'expansion de l'Univers grâce aux oscillations acoustiques des baryons (BAO pour *Baryon Acoustic Oscillations* [Eisenstein *et al.*, 2005]), *iii)* et de contraindre le taux de formation des structures par l'intermédiaire des distorsions spatiales de redshift (RSD pour *Redshift Space Distortion* [Percival et White, 2009]). On notera que ces sondes constituent l'un des développements principaux du futur de la cosmologie moderne, avec les expériences de nouvelle génération LSST [LSST Science Collaboration *et al.*, 2009] et Euclid [Laureijs *et al.*, 2011] qui démarreront à partir de 2020. Les amas de galaxies tracent quant à

eux les plus grandes structures gravitationnellement liées dans l'Univers et constitueront l'objet du chapitre 3. Enfin, le CMB offre une sonde unique de l'Univers primordial constituant ainsi l'une des observables majeures de la cosmologie moderne. Dans cette thèse, on utilisera le CMB comme sonde principale. Ce chapitre vise à détailler le formalisme de l'observation de l'intensité et de la polarisation et les outils statistiques qui lui sont associés. Nous traiterons également de la manière de contraindre directement la réionisation et l'inflation via la mesure des paramètres τ et r .

2.1 Le Fond Diffus Cosmologique

Le CMB a été découvert par [Penzias et Wilson, 1965] en 1964. Il est prédit par le modèle du Big-Bang et son observation en constitue l'un des principaux piliers.

2.1.1 Découplage et surface de dernière diffusion

Lorsque l'Univers est suffisamment jeune, le taux d'interactions $\Gamma \equiv \langle n\sigma v \rangle$ de la réaction entre les électrons et protons pour former de l'hydrogène et des photons, permet de maintenir l'équilibre thermique,

$$e^- + p^+ \longleftrightarrow \gamma + H. \quad (2.1)$$

Les densités de protons, d'électrons et d'atomes d'hydrogène sont celles de particules non-relativistes s'écrivant $n_i = g_i \left(\frac{m_i T}{2\pi}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\mu_i - m_i}{T}\right)$ où $i \equiv [e, p, H]$, g_i est le nombre de degrés de liberté et μ_i le potentiel chimique. La densité des photons, particules ultra-relativistes, est donnée par $n_\gamma = 2\zeta(3)/\pi^2 T^3$ avec $\zeta(3) \simeq 1.2$. L'énergie de liaison de la réaction est $B = m_e + m_p - m_H = 13.6$ eV. En prenant le rapport des densités et en définissant la fraction d'ionisation $x = n_p/(n_p + n_H)$ et la quantité $\eta = (n_p + n_H)/n_\gamma$, on obtient l'équation de Saha

$$\frac{1-x}{x^2} = \frac{4\sqrt{2}\zeta(3)}{\sqrt{\pi}} \eta \left(\frac{T}{m_e}\right)^{3/2} e^{B/T}. \quad (2.2)$$

Le découplage des photons a lieu pour $x_{eq} \sim 1/2$, soit pour $T \sim 0.3$ eV et un redshift $z \sim 1300$. On peut maintenant calculer le moment pour lequel les photons diffusent pour la dernière fois, soit pour $\Gamma \sim H$ dans le cas de l'interaction Thomson. On obtient ainsi $\sigma_T n_e c = x\Omega_b h^2 (1+z)^3 \times 1.13 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$. L'observation du CMB offre alors une image de l'Univers primordial, ce qui constitue une mine d'or pour la cosmologie.

Puisque la population de photons était à l'équilibre thermique au moment du découplage, l'Univers est maintenant rempli d'un bain de photons qui suivent une distribution en énergie décalée vers le rouge, avec aujourd'hui $T_{\text{CMB}} = T_{\text{dec}}/(1+z) \simeq 2.7$ K. Son spectre est celui d'un corps noir presque parfait dont la brillance est donnée par

$$B_\nu(T_{\text{CMB}}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_{\text{CMB}}}\right)\right)^{-1} [\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}], \quad (2.3)$$

où h et k_B sont la constante de Planck et la constante de Boltzmann, respectivement.

2.1.2 L'observation du CMB, le dipôle et les émissions d'avant-plans

A la sortie de l'inflation, l'Univers est très homogène et isotrope. Le CMB en est l'une des manifestations les plus marquées puisqu'il apparaît comme un corps noir dont la température est presque uniforme sur le ciel (2.7255 ± 0.0006 K [Fixsen, 2009]), avec des anisotropies à

10^{-5} près [Smoot *et al.*, 1991]. Puisque les observateurs (associés au référentiel du système solaire) sont en mouvement par rapport au référentiel du CMB, celui-ci voit apparaître un dipôle dont l'amplitude est de (3.3645 ± 0.0008) mK [Planck Collaboration *et al.*, 2015e]. Du fait de la température des photons, le spectre du CMB pique dans le domaine millimétrique, autour de 100 GHz. A ces fréquences, il existe un certain nombre de contaminants astrophysiques sur lesquels on reviendra en détail au chapitre 16. Une fois ces contaminants soustraits par des méthodes de séparation de composantes, les anisotropies du CMB apparaissent clairement [Planck Collaboration *et al.*, 2014d]. La figure 2.1 donne une image de l'intensité du CMB observée avec *Planck* à 143 GHz, en unité thermodynamique¹. Les quatre cartes donnent le monopole (c'est-à-dire le niveau zéro qui n'est pas mesuré par *Planck* en pratique), la même carte dont le monopole a été soustrait, puis le dipôle soustrait, et enfin les anisotropies du CMB après nettoyage des émissions d'avant-plan.

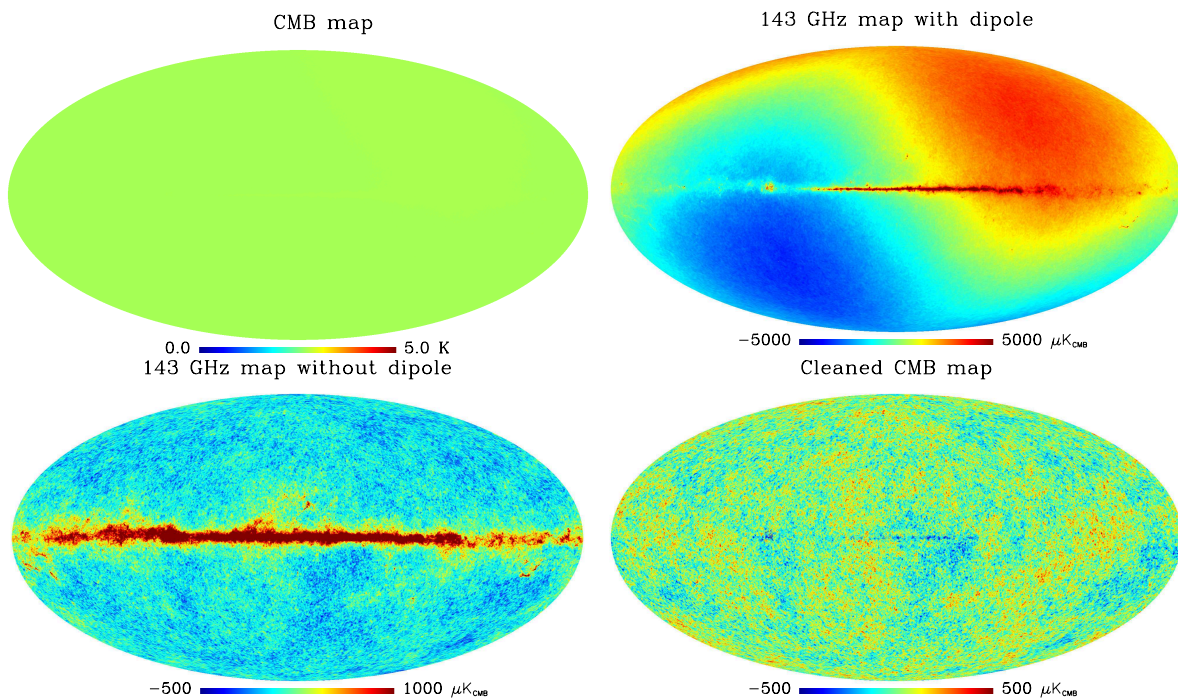


Figure 2.1 – *Cartes de l'intensité du ciel en coordonnées galactiques à 143 GHz. En haut à gauche : carte du ciel dominée par le monopole du CMB. En haut à droite : carte après soustraction du monopole, dominée par le dipôle du CMB. En bas à gauche : carte après soustraction du monopole et du dipôle, dominée par le CMB et l'émission galactique. En bas à droite : carte après soustraction du monopole, du dipôle et des avant-plans, dominée par le CMB.*

2.1.3 L'origine des anisotropies

2.1.3.1 Les anisotropies en intensité

L'évolution des fluctuations primordiales de densité générées pendant l'inflation conduit à trois types de perturbations au moment de la surface de dernière diffusion. Elles laissent une empreinte dans le CMB par le biais de fluctuations de température :

1. Le K_{CMB} est une unité de brillance de surface, homogène au $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$, qui donne les variations de température par rapport au corps noir du CMB. Elle sera décrite plus formellement au chapitre 8.

- D’abord, les fluctuations de densité conduisent à des oscillations acoustiques dans le plasma primordial. Elles sont responsables des pics acoustiques que l’on verra dans le spectre de puissance en intensité du CMB dans la suite (figure 2.5). Puisque ces perturbations sont adiabatiques, les variations de densité sont reliées aux variations de température par $\frac{\Delta T_{\text{CMB}}}{T_{\text{CMB}}} = \frac{1}{3} \frac{\Delta \rho}{\rho}$.
- Les mouvements présents dans le plasma induisent un effet Doppler. Les variations de température des photons résultantes sont proportionnelles à la vitesse du plasma.
- Les photons subissent un décalage spectral en entrant ou en sortant d’un puits de potentiel gravitationnel du fait du gain ou de la perte d’énergie associée. Il s’en suit un changement de température apparent proportionnel à l’amplitude des puits de potentiel causés par les sur-densités. Cet effet porte le nom d’effet Sachs-Wolfe [Sachs et Wolfe, 1967].

La diffusion des photons sur des échelles plus petites que leur libre parcours moyen tend à les homogénéiser, lissant leurs fluctuations. Cet effet est appelé l’amortissement de Silk [Silk, 1968]. De plus, le découplage n’étant pas instantané, les fluctuations à petite échelle sont moyennées sur la durée du découplage et se retrouvent ainsi amorties.

En plus des anisotropies primordiales, on note que le CMB présente des anisotropies secondaires qui apparaissent lors de la traversée des photons dans l’Univers. Le CMB subit des déflexions par effet de lentille gravitationnelle par les structures qui se forment dans l’Univers [Lewis et Challinor, 2006], ainsi qu’une modification de la longueur d’onde des photons par les effets Sachs-Wolfe intégré [Sachs et Wolfe, 1967] et l’effet Rees-Sciama [Rees et Sciama, 1968], similaire à Sachs-Wolfe, mais en régime non-linéaire. Ces effets sont de type gravitationnel. On verra au chapitre 3 que les photons du CMB peuvent également diffuser sur les électrons énergétiques dans les amas de galaxies par l’effet Sunyaev-Zel’dovich [Sunyaev et Zeldovich, 1970; Sunyaev et Zeldovich, 1972].

2.1.3.2 Les anisotropies en polarisation

Un photon du CMB qui diffuse par l’interaction Thomson sur un électron libre a pour section efficace différentielle par unité d’angle solide

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\epsilon \cdot \epsilon'|^2, \quad (2.4)$$

où ϵ' (respectivement ϵ) est la polarisation du photon avant (respectivement après) l’interaction (voir figure 2.2). Dans le cas où le rayonnement est uniforme sur les électrons libres, la polarisation résultante est nulle. Cependant, si le rayonnement est quadrupolaire, tel qu’illustré sur la figure 2.2, les photons diffusés ont une direction de polarisation privilégiée. Dans le cas de la figure 2.2 de gauche, l’intensité non-polarisée initialement est plus importante pour les photons venant de la gauche (bleu) que ceux venant du haut (rouge). Les photons diffusés sont polarisés linéairement puisque chaque direction initiale n’a pas la même section efficace. Par symétrie, on voit alors que seules les anisotropies quadrupolaires peuvent générer de la polarisation.

Au moment du découplage, lorsque les photons diffusent pour la dernière fois sur les électrons, les inhomogénéités dans le plasma génèrent des anisotropies quadrupolaires. Considérons le cas de perturbations de densité qui sont responsables de fluctuations de potentiel gravitationnel. En plus des oscillations dans le plasma, ces fluctuations ont pour conséquence de faire chuter le plasma vers les sur-densités. Comme le montre la figure 2.2 de droite, la vitesse de chute est d’autant plus grande que le plasma est proche du centre de la sur-densité. Ainsi, un électron voit le plasma situé au même rayon que lui se déplacer vers lui avec une vitesse plus faible que le plasma qui se trouve sur l’axe pointant vers la sur-densité et qui s’éloigne de lui. Il en résulte une anisotropie quadrupolaire. Lorsque l’on s’éloigne suffisamment de la sur-densité, la figure de

polarisation, initialement radiale, devient tangentielle puisque le mouvement du plasma change de sens. Le processus est similaire, mais inversé autour des sous-densités.

Les perturbations vectorielles sont associées à la vorticité du plasma et non aux fluctuations de densité, elles sont considérées nulles ici puisque l'inflation les atténue exponentiellement par un facteur e^{40-60} . Dans le cas des modèles non-inflationnaires (par exemple, les défauts topologiques), ces modes peuvent être non nuls. Les perturbations tensorielles sont dues à la présence d'ondes gravitationnelles, attendues à l'issue de l'inflation. Les figures de polarisation radiales et tangentielles sont alors déformées [Hu et White, 1997; Zaldarriaga, 2004]. Les figures de polarisation radiales et tangentielles sont appelées les modes E et celles qui ont été tournées de 45 degrés sont appelées des modes B que l'on cherchera à contraindre dans le chapitre 17 et qui seront introduits plus formellement dans la section 2.2.2. La figure 2.3 résume les figures de polarisation que l'on attend pour le CMB dans les deux cas.

En plus des anisotropies primaires en polarisation, c'est-à-dire générées au moment du découplage, la réionisation lib re de nouveau des électrons dans le milieu et génère des anisotropies secondaires sur le CMB en polarisation par la diffusion des photons. Son effet sur le CMB sera discuté à la fin du chapitre.

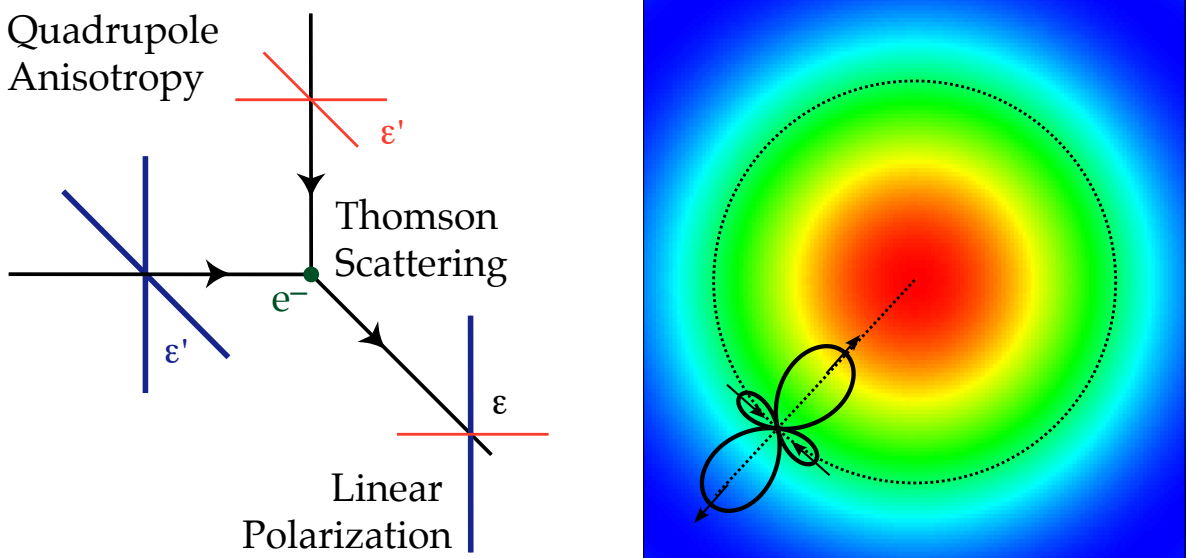


Figure 2.2 – **Gauche** : diffusion de photons sur un électron dans le cas d'une anisotropie quadrupolaire, l'intensité bleue étant plus importante que l'intensité rouge. Les photons diffusés sont alors polarisés verticalement. **Droite** : génération des anisotropies quadrupolaires dans le référentiel des électrons tombant sur une sur-densité (donnée par l'échelle de couleur). Voir texte pour plus de détails. Figures extraites de [Hu et White, 1997] (gauche) et [Sanselme, 2013] (droite).

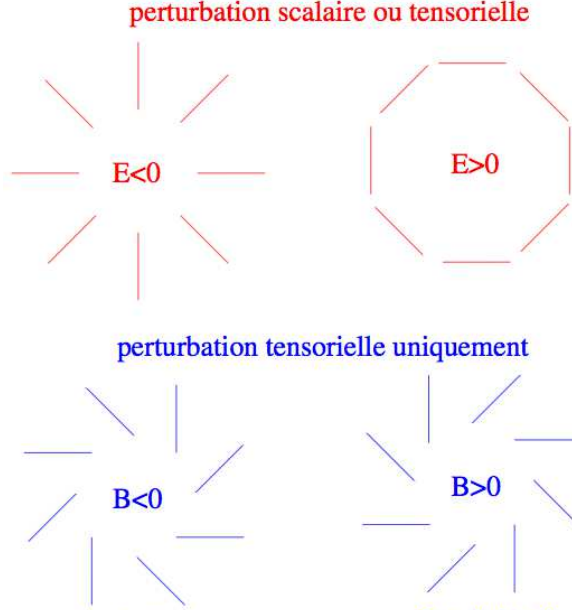


Figure 2.3 – *Figures de polarisation autour des sur-densités (gauche) et des sous-densités (droite) attendues dans le cas des perturbations scalaires ou tensorielles, modes E (haut) et tensorielles uniquement, modes B (bas). Extrait de [Ponthieu, 2003].*

2.2 Le formalisme des anisotropies du CMB

2.2.1 Les paramètres de Stokes

L'observation du CMB se fait par la mesure de sa puissance optique, c'est-à-dire celle d'une onde électromagnétique. Pour la décrire, on utilise le formalisme de Stokes que l'on résume dans cette section et l'on pourra se référer à [McMaster, 1954] ou [Ponthieu, 2003] pour plus de détails. Le champ électrique d'une onde monochromatique qui se propage selon l'axe z , de vecteur unitaire \vec{u}_z , se décompose comme

$$\begin{aligned} E_x(t) &= A_x(t) \cos(\omega t) \\ E_y(t) &= A_y(t) \cos(\omega t + \phi). \end{aligned} \quad (2.5)$$

D'un point de vue expérimental, les quantités mesurées sont les intensités intégrées sur le temps de réponse du détecteur $\left(\langle |E_{x,y}|^2 \rangle\right)$, et éventuellement selon une direction privilégiée. On définit alors les paramètres de Stokes qui sont reliés directement à cette mesure, dans la base (\vec{u}_x, \vec{u}_y) ,

$$\begin{aligned} I &= \langle A_x^2 \rangle + \langle A_y^2 \rangle \\ Q &= \langle A_x^2 \rangle - \langle A_y^2 \rangle \\ U &= \langle 2A_x A_y \cos(\phi) \rangle \\ V &= \langle 2A_x A_y \sin(\phi) \rangle. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le paramètre I donne l'intensité de l'onde électromagnétique alors que les autres permettent de caractériser sa polarisation. Le paramètre Q est positif si la direction de polarisation est orientée selon \vec{u}_x , est négatif si elle est orientée selon \vec{u}_y . Le paramètre U est similaire à Q ,

mais dans une base tournée de 45 degrés par rapport à (\vec{u}_x, \vec{u}_y) . Le couple de paramètres Q et U se transforme donc comme un spineur de spin 2 par changement de base. L'ensemble des paramètres I, Q, U donne A_x^2, A_y^2 et $\pm \cos(\phi)$, décrivant ainsi la polarisation linéaire. Le paramètre V décrit la polarisation circulaire et ajoute l'information sur le signe de la phase. Si $\phi = 0$, l'onde est polarisée linéairement². Le paramètre V est donc nul et ne sera plus considéré dans la suite. Le degré de polarisation linéaire est défini comme

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}. \quad (2.7)$$

Une onde non polarisée aura $p = Q = U = 0$ ($= V$). L'angle de polarisation est quant à lui donné par

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right). \quad (2.8)$$

2.2.2 Spectre de puissance angulaire

Les variations d'intensité mesurées sur le ciel selon la direction d'observation \vec{n} , qui correspondent à des variations de la température du CMB, se décomposent sur la sphère en harmoniques sphériques

$$\frac{\Delta T_{\text{CMB}}}{T_{\text{CMB}}}(\vec{n}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^T Y_{\ell m}(\vec{n}). \quad (2.9)$$

Les fonctions $Y_{\ell m}$ sont les harmoniques sphériques et les coefficients $a_{\ell m}^T$ donnent leurs amplitudes respectives. Le multipole ℓ est associé à une échelle angulaire sur le ciel. Dans le cas de la polarisation, on décompose les paramètres de Stokes Q et U comme

$$(Q \pm iU)(\vec{n}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\pm 2\ell m} \pm 2 Y_{\ell m}(\vec{n}), \quad (2.10)$$

où cette fois les fonctions $\pm 2 Y_{\ell m}$ sont les harmoniques sphériques spinnées d'ordre 2 (voir [Zaldarriaga et Seljak, 1997; Hu et White, 1997] pour plus de détails). Les paramètres de Stokes Q et U dépendent du repère dans lequel la mesure est effectuée. Pour remédier à ce problème, on définit les champs de polarisation E et B (*i.e.* les modes E et les modes B qui correspondent aux figures de polarisation de la figure 2.3),

$$\begin{aligned} E &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^E Y_{\ell m}(\vec{n}), \\ B &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^B Y_{\ell m}(\vec{n}), \end{aligned} \quad (2.11)$$

qui sont des grandeurs scalaires et pseudo-scalaires dont les coefficients en harmoniques sphériques sont définis comme

$$\begin{aligned} a_{\ell m}^E &= -\frac{a_{2\ell m} + a_{-2\ell m}}{2}, \\ a_{\ell m}^B &= i \frac{a_{2\ell m} - a_{-2\ell m}}{2}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

2. Il n'y a pas de processus qui induisent un changement cohérent de phase de sorte que l'onde soit polarisée circulairement.

Le spectre de puissance angulaire entre les quantités X et Y ($\equiv T, E$ ou B) est alors défini comme

$$C_\ell^{XY} = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^X a_{\ell m}^{*Y}. \quad (2.13)$$

Les fluctuations du CMB sont décrites par la statistique d'un champ gaussien, puisque les conditions initiales desquelles elles découlent correspondent à des perturbations primordiales quasi-gaussiennes dans le cadre de l'inflation (voir par exemple [Yadav et Wandelt, 2010] pour une revue)³. La variance de l'estimation du spectre, en fonction du multipole ℓ est donnée par

$$V(C_\ell^{XY}) = \frac{1}{f_{\text{sky}}(2\ell+1)} \left((C_\ell^{XY})^2 + C_\ell^{XX} C_\ell^{YY} \right). \quad (2.14)$$

Puisque le spectre est donné par la moyenne d'ensemble sur le ciel, calculé à partir d'un nombre fini de modes (équation 2.13), il possède intrinsèquement des dispersions et donc une variance, qui est appelée la variance cosmique. La fraction de ciel couverte par l'expérience, f_{sky} , est directement proportionnelle au nombre de modes observables et limite également la contrainte que peut apporter une mesure sur une partie incomplète du ciel.

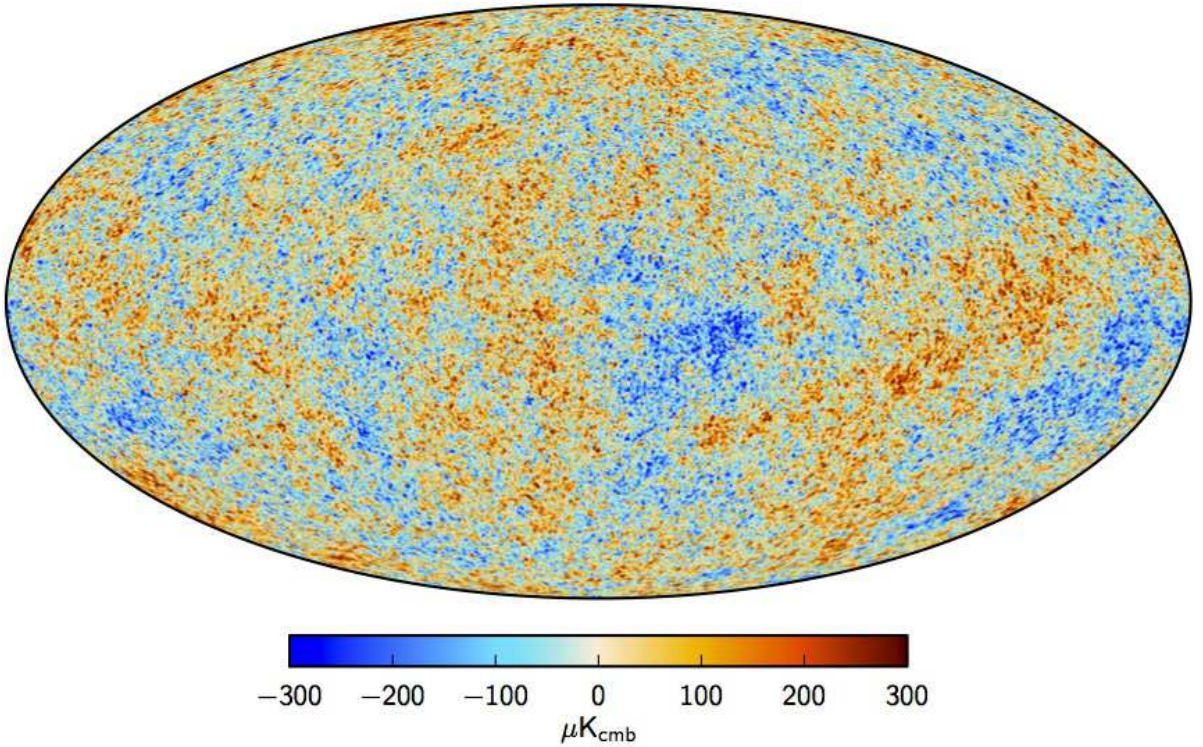


Figure 2.4 – Carte des anisotropies en température du CMB obtenues avec le satellite Planck. Les contaminants astrophysiques ont été soustraits avec la méthode Commander [Eriksen et al., 2008]. Figure extraite de [Planck Collaboration et al., 2015a].

3. Les modèles d'inflation prédisent un certain niveau de non-gaussianités pour lequel il existe aujourd'hui seulement une limite supérieure [Planck Collaboration et al., 2015f]. Elles sont donc complètement caractérisées par leur spectre de puissance. Ici, on considérera le CMB comme un champ gaussien.

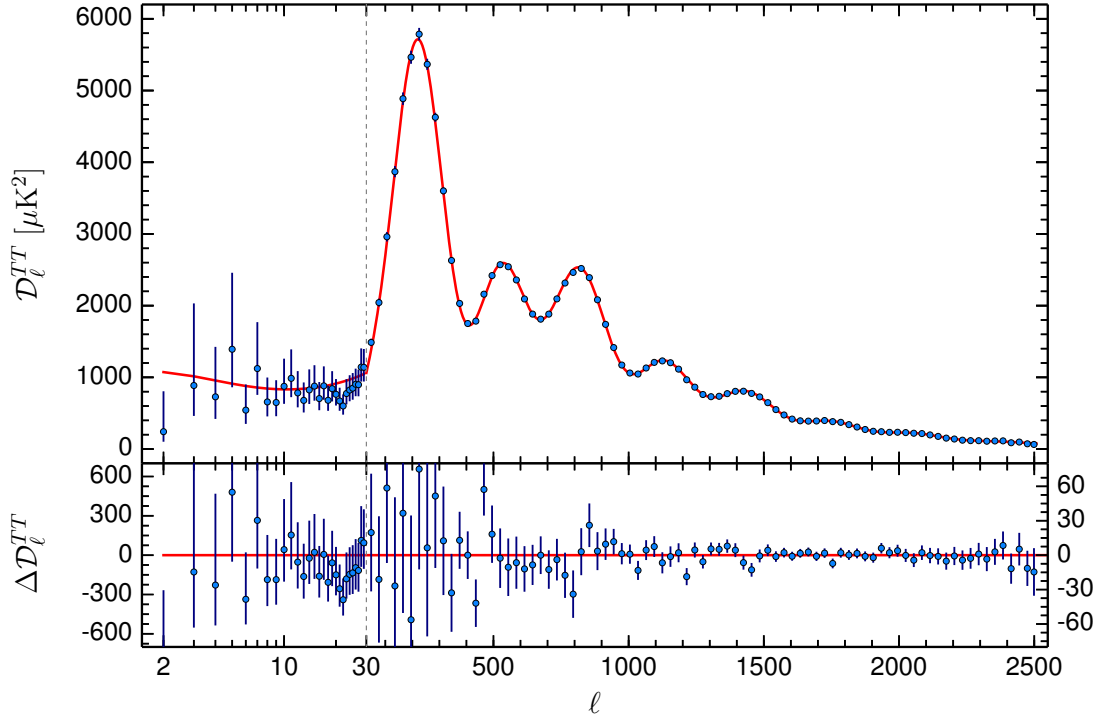


Figure 2.5 – Spectre de puissance des anisotropies en température, $\mathcal{D}_\ell = \frac{\ell(\ell+1)}{2\pi} C_\ell^{TT}$, obtenue avec le satellite *Planck*. Figure extraite de [Planck Collaboration et al., 2015a].

Les figures 2.4 et 2.5 donnent respectivement la carte des anisotropies en température du CMB obtenue avec *Planck* après soustraction du monopole, du dipôle et des émissions d’avant-plans, et le spectre de puissance C_ℓ^{TT} qui les caractérise [Planck Collaboration et al., 2015a]. On remarque trois régions sur le spectre (discutées à la section 2.1.3) : 1) le plateau Sachs-Wolfe à grandes échelles angulaires, jusqu’à $\ell \sim 50$; 2) les pics acoustiques dont le premier est autour de $\ell = 200$; 3) l’amortissement des fluctuations pour les grandes valeurs de ℓ . La forme caractéristique du spectre dépend des paramètres cosmologiques [Hu et Dodelson, 2002]. C’est donc son ajustement qui permet de les contraindre directement. On discutera du cas de la polarisation dans la suite de ce chapitre et dans le chapitre 18.

2.3 Les modes E et B pour contraindre la réionisation et l’inflation

Dans cette section, nous décrivons comment la mesure de la polarisation du CMB peut être reliée à la réionisation et à l’inflation. On se concentrera sur les modes de polarisation E dans le premier cas et les modes B dans le second.

2.3.1 Observer la réionisation

Les électrons libres présents dans un Univers relativement récent, une fois que celui-ci est réionisé, vont interagir avec les photons du CMB, tel que décrit à la section 2.1.3.2 (dans le cas

des anisotropies primaires) [Zaroubi, 2013]. Ces derniers diffusent par interaction Thomson sur les électrons libres aux grandes échelles angulaires (le quadrupôle au moment où ils sont libres) générant du signal en polarisation, ce qui a pour effet de rajouter de la puissance à bas ℓ ($\ell \lesssim 10$) dans le spectre de puissance des modes EE et TE (et BB si $r \neq 0$). Le signal correspondant est appelé "la bosse de la réionisation" (voir figure 2.6). L'amplitude de ce signal est directement reliée à l'épaisseur optique τ , qui est l'un des paramètres cosmologiques principaux. De plus, le signal généré dépend de l'histoire de la réionisation. La figure 2.6 donne l'exemple de deux histoires de la réionisation différentes pour lesquels la valeur de τ (voir équation 1.23) est la même, mais qui conduisent à un spectre différent. En plus de l'excès de signal induit par la réionisation, celle-ci a pour effet de lisser les anisotropies primaires à petites échelles par un facteur $\exp(-2\tau)$. La valeur de τ peut donc aussi être contrainte avec la mesure des anisotropies en température du CMB, mais est fortement dégénérée avec l'amplitude du spectre de puissance primordial A_s . Il est donc nécessaire d'avoir une estimation précise et robuste du signal en polarisation aux grandes échelles angulaires pour lever les dégénérescences et donner une contrainte plus précise sur la valeur de τ .

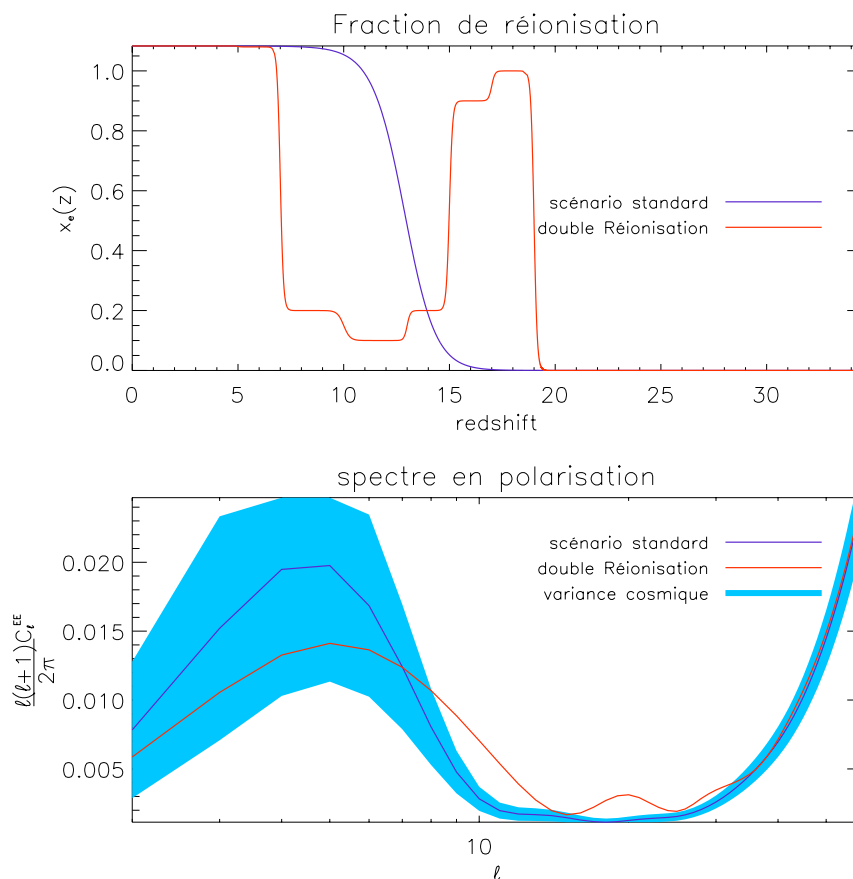


Figure 2.6 – **Haut** : évolution de la fraction d'ionisation dans un cas standard (bleu) et dans un cas non-standard pour lequel la réionisation a lieu en deux étapes (rouge). **Bas** : spectre de puissance des modes E correspondant aux deux cas du panneau du haut. La variance cosmique est également représentée par le contour bleu dans le cas standard. Figure extraite du travail de thèse de [Sanselme, 2013].

2.3.2 Observer l'inflation

Nous avons vu que seules les perturbations tensorielles peuvent générer des modes B. Leur spectre est représenté en couleur sur la figure 2.7, mais leur amplitude, qui est directement donnée par le rapport tenseur sur scalaire r , est inconnue et n'est pas prédite par le paradigme de l'inflation en général. Le spectre le plus haut est déjà exclu aujourd'hui, et le deuxième correspond approximativement à la meilleure limite disponible à 95% de niveau de confiance. En plus des modes B primordiaux, les structures présentes dans l'Univers ont pour effet de faire tourner la polarisation de sorte qu'elles produisent des modes B à partir des modes E par effet de lentille gravitationnelle (voir [Lewis et Challinor, 2006]). Le spectre des modes B lentillés est prédit par le modèle cosmologique et domine à petite échelle angulaire de sorte qu'il peut être contraint dans cette région afin d'être soustrait à grande échelle. De plus, certaines émissions d'avant-plans sont également polarisées et elles seront discutées au chapitre 16, 17 et 18.

La mesure du spectre des modes B primordiaux donne une observable directe de l'inflation. L'échelle d'énergie de l'inflation est liée à l'amplitude du pic du spectre [Zaldarriaga, 2004]

$$\frac{\ell(\ell+1)}{2\pi} C_\ell^{BB} \Big|_{\ell=\ell_{\text{pic}}} \simeq 0.024^2 \left(\frac{E_{\text{Inf}}}{10^{16} \text{ GeV}} \right)^4 \mu\text{K}^2. \quad (2.15)$$

La détection des modes B primordiaux serait donc le signe de nouvelle physique, ce qui en fait l'un des enjeux majeurs de la cosmologie moderne.

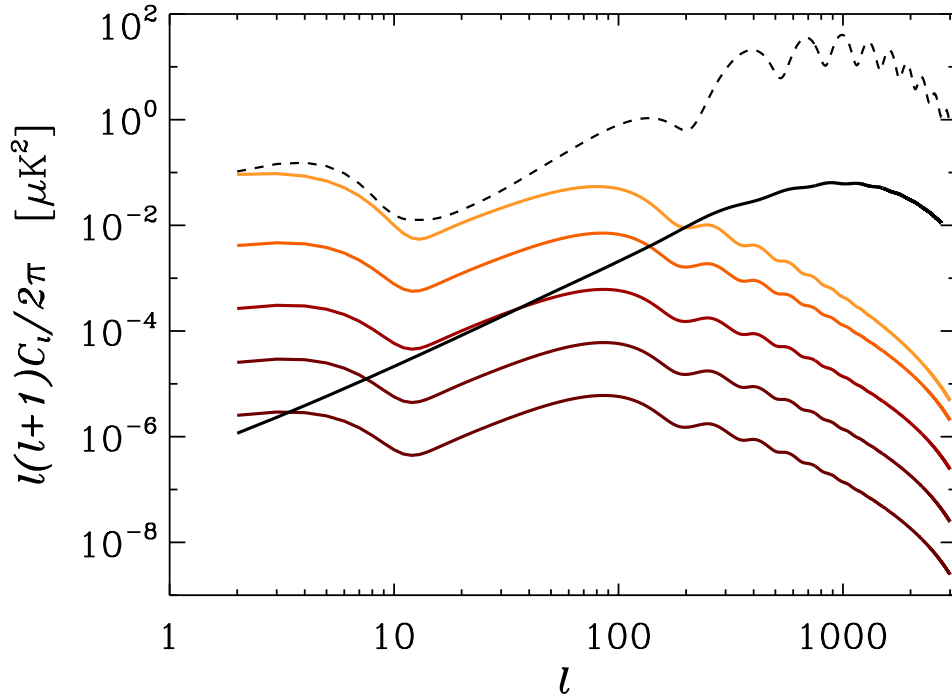


Figure 2.7 – Spectres de puissance angulaire en polarisation. Le spectre EE est représenté en noir pointillé. Le spectre noir en trait plein donne la contribution lentillée aux modes B. Les spectres en couleur donnent la contribution aux modes B primordiaux, d'orange à marron pour des valeurs de r de 0.43, 0.1, 0.01, 0.001 et 0.0001. Les paramètres cosmologiques utilisés ici sont ceux de [Komatsu et al., 2009]. Figure extraite de [Smith et al., 2009b].

2.4 Conclusions

La physique du CMB est extrêmement riche. Elle prend place dans un régime où l'Univers est encore suffisamment peu évolué pour que sa description physique soit très bien maîtrisée, ce qui fait de son étude un outil très puissant pour contraindre la cosmologie. Le formalisme et les outils statistiques qui lui sont associés ont été décrits dans ce chapitre. Le CMB est évidemment sensible à la période de la recombinaison de laquelle il est directement issu, mais il permet aussi d'étudier l'époque de la réionisation grâce aux modes E, ainsi que de contraindre l'inflation puisque celle-ci génère une observable unique dans la polarisation du CMB, les modes B du CMB.

3

Les amas de galaxies comme traceurs des structures

Sommaire

3.1 Observer les amas de galaxies	34
3.1.1 Optique et infrarouge proche	34
3.1.2 Lentille gravitationnelle	35
3.1.3 Radio	35
3.1.4 Rayonnement X	36
3.1.5 Observations millimétriques : l'effet Sunyaev-Zel'dovich	36
3.2 La cosmologie avec les amas de galaxies	40
3.2.1 Construction et exploitation d'un échantillon d'amas	40
3.2.2 Fonction de masse	42
3.2.3 Relations d'échelle	42
3.2.4 Tension entre les contraintes CMB et amas de galaxies	42
3.3 Opportunités et perspectives	43
3.3.1 Distributions des observables	44
3.3.2 Evolution	45
3.4 Conclusions	46

Les amas de galaxies constituent les pics de sur-densité se formant par effondrement gravitationnel à l'intersection des filaments qui jonchent la toile cosmique (voir par exemple la simulation *Millenium* [Springel et al., 2005]). Ils sont un excellent traceur de la distribution de matière dans l'Univers et offrent une sonde pertinente pour tester la formation des structures (voir par exemple [Allen et al., 2011]). Les amas de galaxies peuvent être observés dans plusieurs longueurs d'onde allant du domaine radio au domaine gamma, chacune d'entre elles étant sensible à différents processus physiques. Une fois les observables reliées à la masse des amas, ces derniers peuvent être utilisés pour contraindre la cosmologie (voir par exemple [Planck Collaboration et al., 2015i]). En pratique, les amas de galaxies sont des objets dont la physique est extrêmement riche à de très nombreuses échelles. Ils font le lien entre la cosmologie et l'astrophysique, depuis les agrégats d'amas de galaxies¹ à l'échelle cosmologique, jusqu'aux processus de rétroaction et la physique des AGN au cœur des amas, qui injecte de l'énergie dans le milieu

1. Ou *galaxy cluster clustering* en anglais, en analogie avec le *galaxy clustering* utilisé pour la mesure des BAO.

environnant. Au-delà de l'intérêt astrophysique que les amas de galaxies procurent, tels des laboratoires à grande échelle, leur utilisation en tant que sonde cosmologique robuste et précise nécessite la compréhension détaillée des processus physiques à l'œuvre en leur sein (voir par exemple [Croston *et al.*, 2013]). Cette physique complexe affecte chacune de leurs observables et doit être maîtrisée, en particulier lorsqu'il est question de mesurer leur masse.

Dans ce chapitre, nous commencerons par discuter des observables disponibles pour étudier les amas de galaxies et comment elles sont reliées à leur physique. Nous insisterons sur l'effet Sunyaev-Zel'dovich qui sera l'observable principale utilisée dans cette thèse. Dans un deuxième temps, nous verrons comment utiliser ces objets pour contraindre la cosmologie. Nous discuterons des thématiques qu'il est nécessaire d'explorer pour améliorer l'utilisation cosmologique des amas, ainsi que des opportunités qui se présentent dans ce contexte avec la caméra *NIKA*. Ce chapitre est fortement inspiré par les présentations et les discussions qui ont eu lieu à la conférence SnowCluster en mars 2015², portant sur les amas de galaxies.

3.1 Observer les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont constitués majoritairement de matière noire ($\sim 85\%$ de leur contenu en masse), mais également de gaz chaud ionisé (l'ICM pour *Intra Cluster Medium*, $\sim 12\%$), ainsi que d'étoiles et du milieu interstellaire à l'intérieur des galaxies qu'ils contiennent (quelques pourcents). Les amas de galaxies ont une masse de $\sim 10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$. Le gaz qu'ils contiennent est alors chauffé à $T \sim$ quelques keV par la compression opérée par la gravité.

Les amas de galaxies sont des objets diffus dont les limites physiques ne sont pas clairement établies. On définit alors le contraste de densité $\Delta = \langle \rho(r < R) \rangle / \rho_{\text{ref}}(z)$, avec $\langle \rho(r < R) \rangle$ la densité moyenne contenue dans le rayon R et $\rho_{\text{ref}}(z)$ la densité critique de l'Univers au redshift de l'objet. Le rayon caractéristique est souvent défini pour des contrastes de densité $\Delta = 200, 500, 2500$ selon que l'on s'intéresse plutôt à l'extérieur ou au cœur de l'amas, et sont notés R_{Δ} . La masse contenue dans le rayon R_{Δ} est alors donnée par

$$M_{\Delta} = \frac{4\pi}{3} \Delta \rho_{\text{ref}}(z) R_{\Delta}^3. \quad (3.1)$$

Bien que minoritaire, seule la composante baryonique peut être utilisée pour détecter les amas, les étudier, et mesurer leur masse. On notera que la mesure de la masse par le biais des différentes observables peut être précise, mais biaisée en moyenne, ou au contraire imprécise mais non biaisée.

3.1.1 Optique et infrarouge proche

C'est par le biais des observations en optique que les amas ont été utilisés en premier en cosmologie, avec notamment la première indication de l'existence de la matière noire dans l'amas Coma [Zwicky, 1933]. L'optique et l'infrarouge proche tracent le contenu stellaire des amas. Les galaxies les plus brillantes (BCG pour *Brightest Cluster Galaxy* en anglais) se situent généralement au centre du puits de potentiel de l'amas (voir par exemple le cas de RX J1347.5-1145 sur la figure 11.1 au chapitre 11). Elles sont souvent de type elliptique, très massives et peuvent abriter des noyaux actifs (AGN pour *Active Galactic Nuclei*) qui sont en partie responsables des processus de rétroaction sur le gaz environnant [Croston *et al.*, 2013]. La distribution spatiale des galaxies dans un amas renseigne sur son état dynamique. De plus, les galaxies membres évoluent ensemble de sorte qu'elles sont bien localisées dans le diagramme couleur-magnitude,

2. Conférence bisannuelle sur les amas de galaxies – SnowCluster2015, du 15 au 20 mars 2015 à Snowbird, Utah, USA - <http://www.physics.utah.edu/snowcluster/>

permettant ainsi de détecter les amas en optique [Bower *et al.*, 1992]. Le nombre de galaxies, que l'on appelle la richesse, est relié à la masse des amas. En plus de leur nombre, la distribution de vitesse des galaxies, obtenue par spectroscopie est, elle aussi, reliée à la masse de l'amas par l'équation de Jeans, sous l'hypothèse que les objets sont en équilibre dynamique (voir [Binney *et al.*, 1988] pour une revue). Le nombre fini de galaxies et les hypothèses fortes sur la géométrie des systèmes limitent la précision sur la reconstruction de la masse.

3.1.2 Lentille gravitationnelle

Lors de son trajet jusqu'à l'observateur, la lumière peut être déviée par les structures massives situées entre l'observateur et la source, tels que les amas de galaxies. Les images sont alors distordues et magnifiées. Cet effet est appelé le phénomène de lentille gravitationnelle dont on distingue deux régimes [Kneib et Natarajan, 2011]. Le premier est dit "fort" puisqu'il s'agit de l'apparition d'arcs et d'images multiples. Ces dernières peuvent être utilisées sous certaines hypothèses pour contraindre la distribution surfacique de masse dans les amas de galaxies, en particulier dans les régions centrales. Le deuxième régime est dit "faible" puisqu'il s'agit de la distorsion infime que subit l'image de chaque galaxie d'arrière-plan lors du passage des photons à proximité des objets massifs. Elles sont au premier ordre agrandies et allongées selon la direction tangentielle à la masse. La mesure statistique de cet effet permet de reconstruire la distribution de masse à grandes échelles autour des amas. On utilisera dans la suite de cette thèse la convergence κ , qui est proportionnelle à la densité surfacique de masse (normalisée par la densité surfacique critique) [Kneib et Natarajan, 2011],

$$\kappa(\vec{\theta}) \propto \int \rho(\vec{r}) dl, \quad (3.2)$$

avec le vecteur $\vec{\theta}$ donnant les coordonnées des pixels sur le ciel, \vec{r} les coordonnées spatiales tridimensionnelles, et dl l'intégration de la densité ρ sur la ligne de visée. L'effet de lentille gravitationnelle offre la possibilité de mesurer la masse des amas de manière indépendante de leur état dynamique et de la physique baryonique en jeu. La reconstruction de la masse par lentille gravitationnelle fort est relativement rare puisqu'elle nécessite des images de qualité exceptionnelle (comme par exemple celles du télescope spatial *Hubble*³). De plus, elle nécessite une analyse individuelle amas par amas et est difficilement automatisable. Les masses reconstruites par effet de lentille gravitationnelle faible sont accessibles dans les grands relevés modernes. La masse des amas est attendue être peu biaisée (voir par exemple [Becker et Kravtsov, 2011], qui mesurent un biais de $\sim 5 - 10\%$ en utilisant des simulations numériques), mais la reconstruction pour chaque objet individuellement est imprécise.

3.1.3 Radio

Les amas de galaxies se forment par collision et par l'accrétion du milieu environnant. L'émission radio, typiquement $\lesssim 1$ GHz, présente en leur sein trace l'accélération de particules qui peut en résulter, indiquant la présence de champs magnétiques et de processus non-thermiques. On distingue deux types d'émission radio dans le cadre des amas de galaxies :

- Les halos radio qui forment une émission diffuse coïncidente avec la distribution spatiale du gaz. Leur brillance est corrélée à la masse des amas hôtes.
- Les reliques radio qui se situent en périphérie des amas (quelques Mpc) avec une forme allongée étendue (quelques Mpc). Ils indiquent la présence d'ondes de choc résultant de la collision entre deux amas.

3. <http://hubblesite.org/>

Pour une revue détaillée, on se référera à [Feretti *et al.*, 2012].

En plus de l'intérêt immédiat des observations radio pour étudier l'ICM, elles permettent la détection de contaminants radio à d'autres longueurs d'onde, tel qu'on le verra concrètement au chapitre 13.

3.1.4 Rayonnement X

La plupart des baryons se présentent sous la forme d'un gaz diffus, ionisé et chaud. A de telles températures, $\sim 1\text{--}30$ keV, les électrons du gaz émettent un rayonnement dans le domaine des X, principalement par *bremsstrahlung* thermique mais aussi par l'intermédiaire de raies spectrales (voir [Böhringer et Werner, 2010] pour une revue détaillée). Le processus dominant étant collisionnel, la brillance est proportionnelle au carré de la densité électronique, n_e^2 . La brillance de surface X, en nombre de coups par unité de surface, de temps, et d'angle solide, s'exprime comme [Sarazin, 1986]

$$S_X = \frac{1}{4\pi(1+z)^4} \int n_e^2 \Lambda(T_e, Z) dl, \quad (3.3)$$

où dl indique l'intégration sur la ligne de visée et $\Lambda(T_e, Z)$ est la fonction de refroidissement. Cette dernière dépend de la métallicité Z et de la température avec $\Lambda(T_e, Z) \propto \sqrt{T_e}$. La densité électronique varie typiquement de 10^{-1} cm^{-3} dans les régions centrales à 10^{-5} cm^{-3} dans les régions externes. Le plasma est donc optiquement fin et simple à modéliser. Bien que l'émission X trace principalement la densité, la distribution spectrale des photons renseigne sur la température et la métallicité des amas. Elle nécessite néanmoins un grand nombre de photons collectés pour être statistiquement significative, ce qui demande un temps d'observation croissant avec le redshift. Puisque l'atmosphère terrestre est opaque au rayonnement X, les observations sont nécessairement opérées depuis l'espace par des satellites dédiés. L'émission X trace le gaz chaud dont les propriétés thermodynamiques sont reliées à la masse totale hydrostatique des amas par

$$M_{\text{HSE}}(< r) = -\frac{rk_B T(r)}{G\mu m_p} \left[\frac{d \ln(n)}{d \ln(r)} + \frac{d \ln(T)}{d \ln(r)} \right], \quad (3.4)$$

où μm_p est le poids moléculaire moyen, k_B la constante de Boltzmann et G la constante de Newton. La masse dépend alors sensiblement de la température et donc directement de l'étalonnage en énergie des détecteurs qui la mesure (*e.g.* ceux de *XMM*⁴ et *Chandra*⁵). Les masses mesurées en X sont précises, mais biaisées vers le bas en moyenne, à cause de déviations par rapport à l'équilibre hydrostatique.

3.1.5 Observations millimétriques : l'effet Sunyaev-Zel'dovich

Il existe plusieurs formes d'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ), formalisées à partir de 1970 par [Sunyaev et Zeldovich, 1970; Sunyaev et Zeldovich, 1972; Sunyaev et Zeldovich, 1980], que l'on décrit dans cette section. Tout comme l'émission X, l'effet SZ est relié à la physique du gaz chaud dans les amas de galaxies. Il constitue l'observable principale que l'on cherche à mesurer au cours de cette thèse. L'effet SZ consiste en l'interaction Compton inverse entre les électrons chauds présents dans l'ICM et les photons du CMB. Le spectre de corps noir initial est alors distordu dans la direction des amas de galaxies. Puisque l'observable initiale est le CMB et non pas les amas directement, l'effet SZ dépend de la distance entre l'observateur et la source uniquement à travers la taille angulaire de l'amas. Ainsi, le signal SZ ne souffre pas de l'atténuation cosmique

4. <http://sci.esa.int/xmm-newton/>

5. <http://chandra.harvard.edu/>

du flux qui affecte les autres sondes lorsque la distance des objets augmente. L'effet SZ est alors uniquement limité par la résolution angulaire et la sensibilité des observations, ce qui en fait une sonde unique et particulièrement intéressante à haut redshift. L'effet SZ apparaît comme une sonde relativement contemporaine par rapport aux observables décrites ci-dessus. En effet, la première revendication de sa détection date de 1972 [Pariiskii, 1972] (en direction de l'amas Coma) puis 1976 [Gull et Northover, 1976]. Les observations et leurs implications cosmologiques se sont ensuite développées grâce au travail pionnier de *e.g.* [Birkinshaw *et al.*, 1991]. Une revue détaillée est donnée par [Birkinshaw, 1999], [Carlstrom *et al.*, 2002], ou encore [Kitayama, 2014].

3.1.5.1 L'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique

L'effet SZ thermique (tSZ) est le plus intense. Il est dû à la pression électronique de l'ICM. Les photons du CMB gagnent de l'énergie par diffusion sur les électrons et sont ainsi transférés à plus hautes fréquences. La dépendance spectrale de l'effet tSZ relativement au CMB peut se calculer à partir de l'équation de Kompaneets qui décrit la variation de la densité de photons en fonction de leur énergie lors de leur diffusion. La dépendance spectrale est donnée par [Birkinshaw, 1999]

$$f(x, T_e) = \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left(x \coth\left(\frac{x}{2}\right) - 4 \right) (1 + \delta_{\text{tSZ}}(x, T_e)), \quad (3.5)$$

avec $x = \frac{h\nu}{k_B T_{\text{CMB}}}$ la fréquence adimensionnelle, h la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann, ν la fréquence d'observation et T_{CMB} la température du CMB. Le terme $\delta_{\text{tSZ}}(x, T_e)$ représente les corrections relativistes qui deviennent importantes à partir d'une température du gaz de ~ 10 keV⁶, et se développent analytiquement telles que données par [Itoh *et al.*, 1998]. La variation de brillance en direction d'un amas de galaxies, par rapport à celle du CMB, I_0 , est donnée par

$$\frac{\Delta I_{\text{tSZ}}}{I_0} = y f(x, T_e). \quad (3.6)$$

Le terme y est appelé le paramètre de Compton. Il donne une mesure de la pression électronique intégrée sur la ligne de visée telle que

$$y = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int P_e dl, \quad (3.7)$$

où σ_T est la section efficace Thomson et $m_e c^2$ l'énergie de masse de l'électron. Si l'on néglige les corrections relativistes, le spectre tSZ est nul à 217 GHz, négatif pour des fréquences inférieures et positif au-delà. La figure 3.1 donne le spectre de l'effet tSZ pour $y = 10^{-3}$ et pour différentes températures du gaz. Sa forme caractéristique simplifie sa détection, en particulier si plusieurs fréquences d'observation sont disponibles de part et d'autre de son zéro.

6. Pour $T_e = 10$ keV, la diminution de la brillance est de $\sim 5\%$ à 150 GHz et $\sim 20\%$ à 260 GHz si l'on inclut les corrections relativistes par rapport au spectre non-corrigé.

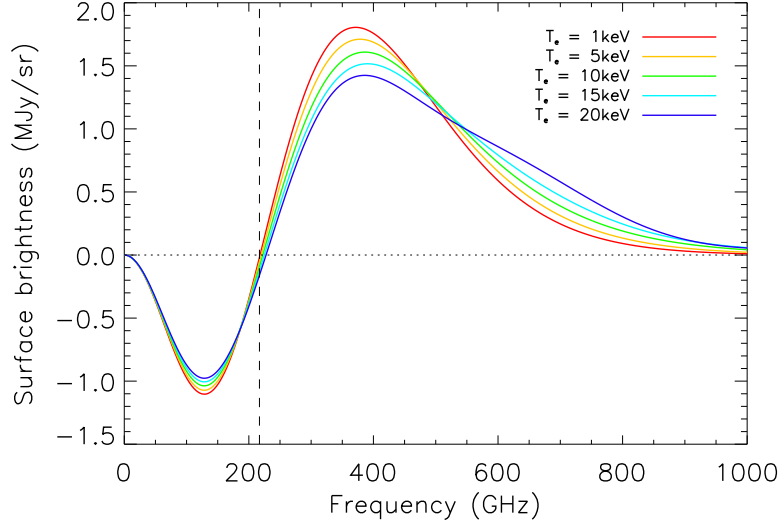


Figure 3.1 – Spectre électromagnétique tSZ pour un paramètre de Compton $y = 10^{-3}$ pour différentes températures du gaz, comme indiqué dans la légende.

Puisque l'effet tSZ est une mesure directe de la pression électronique, le signal intégré sur l'angle solide couvert par les amas,

$$Y(R) = \int y \, d\Omega(R), \quad (3.8)$$

donne une mesure directe de l'énergie thermique des systèmes. L'énergie thermique étant elle-même directement reliée à la masse hydrostatique, l'effet tSZ apparaît comme une sonde cosmologique idéale. Dans le cas auto-similaire où l'évolution des amas est uniquement gouvernée par la gravité (voir par exemple [Böhringer *et al.*, 2012]), leur masse peut être reliée très simplement au signal tSZ intégré. Dans cette approximation la relation du viriel est donnée par

$$k_B T_e = \beta \mu m_p \frac{GM_{\text{tot}}(r < R)}{R}, \quad (3.9)$$

où $M_{\text{tot}}(r < R)$ est la masse totale comprise dans le rayon R et β un coefficient qui dépend de la distribution spatiale de la matière et qui est généralement mesuré en utilisant des simulations numériques. On obtient alors la relation Y – M via la loi des gaz parfaits et en supposant que l'Univers est plat,

$$Y(R_\Delta) \propto \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \frac{\mu}{\mu_e} \left(\frac{\Delta G^2 H(z)^2}{16} \right)^{1/3} f_{\text{gas}} M_{\text{tot}, \Delta}^{5/3}, \quad (3.10)$$

avec μ le poids moléculaire moyen des particules de l'ICM et μ_e celui des électrons. Le paramètre f_{gas} donne le rapport entre la masse de gaz et la masse totale et il est supposé constant. $H(z)$ est la constante de Hubble au redshift z . Le flux tSZ peut également être relié à la masse en utilisant des arguments purement énergétiques comme décrit dans [Mroczkowski, 2011]. Nous disposons ainsi d'une relation directe entre la masse des amas et leurs observables tSZ, ce qui est requis pour leur utilisation en cosmologie.

3.1.5.2 L'effet Sunyaev-Zel'dovich cinétique

Le mouvement global des électrons sur la ligne de visée par rapport aux photons du CMB engendre un décalage Doppler du spectre original du CMB, appelé l'effet SZ cinétique (kSZ pour

kinetic SZ en anglais). Le changement d'intensité kSZ s'exprime comme [Birkinshaw, 1999]

$$\frac{\Delta I_{\text{kSZ}}}{I_0} = g(x, v_z, T_e) \sigma_T \frac{-v_z}{c} \int n_e dl, \quad (3.11)$$

où v_z est la vitesse selon la ligne de visée, positive (resp. négative) pour un amas s'éloignant (resp. se rapprochant) d'un observateur. La dépendance spectrale kSZ est donnée par

$$g(x, v_z, T_e) = \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} (1 + \delta_{\text{kSZ}}(x, v_z, T_e)). \quad (3.12)$$

Le spectre kSZ est donc le même que le CMB $\left(\propto \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} \Big|_{T_{\text{CMB}}} \right)$ si l'on néglige les corrections relativistes. Néanmoins, les anisotropies primaires du CMB et le signal kSZ peuvent être distingués l'un de l'autre de par la distribution spatiale du signal, qui est très compacte pour les amas (hormis les amas très proches) alors que les fluctuations du CMB sont fortement atténuées à ces échelles. Encore une fois, le terme $\delta_{\text{kSZ}}(x, v_z, T_e)$ donne les corrections relativistes de l'effet kSZ [Itoh *et al.*, 1998]⁷. La figure 3.2 donne le spectre kSZ pour une profondeur optique $\tau = \sigma_T \int n_e dl = 0.1$ pour plusieurs valeurs de v_z .

L'effet kSZ a été détecté pour la première fois en 2012 avec ACT [Hand *et al.*, 2012] grâce à la vitesse relative entre deux amas, et pour la première fois avec Bolocam en 2013 par [Sayers *et al.*, 2013] dans un amas individuel. Ce dernier, MACS J0717.5+3745, sera l'objet du chapitre 14. En utilisant les données de *WMAP* et de *Planck*, des contraintes sur le signal kSZ provenant d'ensembles statistiques d'amas ont également été obtenues par [Kashlinsky *et al.*, 2011], [Planck Collaboration *et al.*, 2014h], ou encore [Planck Collaboration *et al.*, 2015j].

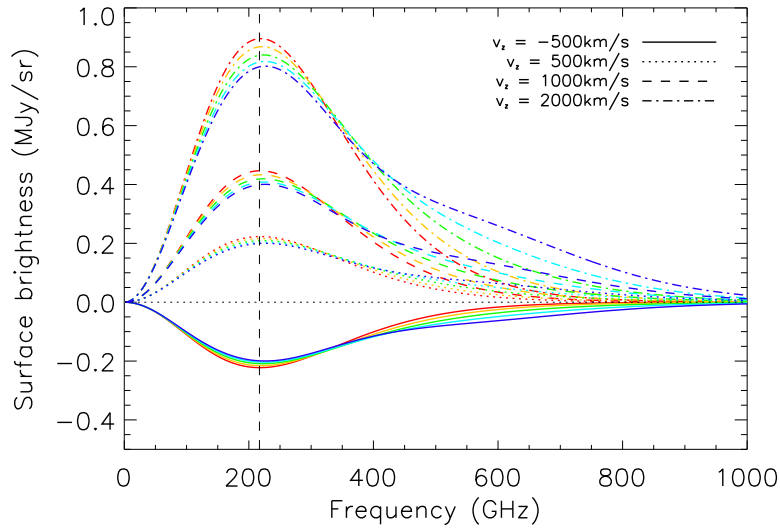


Figure 3.2 – Spectre électromagnétique kSZ pour une profondeur optique $\tau = \sigma_T \int n_e dl = 0.1$ pour différentes températures du gaz et différentes vitesses sur la ligne de visée. Les différentes températures sont représentées par les différentes couleurs avec le même code que pour la figure 3.1.

7. Pour une vitesse $v_z = 1000$ km/s, la correction est inférieure à 1% à 150 et à 260 GHz.

3.1.5.3 La polarisation de l'effet Sunyaev-Zel'dovich

De même que dans le cas de la polarisation du CMB (section 2.1.3.2), une anisotropie quadrupolaire à la position de l'amas va engendrer un signal polarisé [Sunyaev et Zeldovich, 1980]. Le quadrupôle peut être celui du CMB lui-même vu dans le référentiel de l'amas, mais également le quadrupôle relativiste induit par le mouvement de l'amas par rapport au CMB. Le signal attendu pour l'effet SZ polarisé est de deux ordres de grandeur plus faible que le kSZ et donc indétectable par les expériences actuelles. L'effet SZ polarisé ne sera plus abordé dans cette thèse.

3.2 La cosmologie avec les amas de galaxies

La contrainte des modèles cosmologiques avec les amas de galaxies est basée sur deux types d'études complémentaires :

1. L'étude statistique des propriétés de grands ensembles. Il s'agit généralement de relevés sur une région du ciel qui permettent la construction d'un catalogue d'objets contenant leurs observables, dans différentes longueurs d'onde.
2. L'analyse détaillée des amas individuels pour mieux comprendre la physique qui affecte l'ensemble des objets. Cette approche est particulièrement importante pour les amas de galaxies puisqu'on verra que l'extraction des paramètres cosmologiques des grands relevés dépend profondément de la façon dont ces observables sont reliées à la masse des objets, cette dernière dépendant de la physique des amas. L'observation d'objets exceptionnels, et donc rares, peut également contraindre ou réfuter un modèle cosmologique.

3.2.1 Construction et exploitation d'un échantillon d'amas

Les échantillons d'amas peuvent être utilisés pour contraindre la cosmologie en comparant le nombre d'objets observés par intervalle de masse et de redshift à celui prédit par le modèle cosmologique en fonction de ses paramètres,

$$\frac{dN}{dz} = \int d\Omega \int \hat{\chi}(z, M, \vec{n}) \frac{dN}{dzdM d\Omega} dM, \quad (3.13)$$

où N représente le nombre d'amas, $\hat{\chi}(z, M, \vec{n})$ la fonction de sélection du catalogue qui peut elle-même dépendre de la position sur le ciel \vec{n} , et $\frac{dN}{dzdM d\Omega}$ la fonction de masse que l'on détaillera dans la suite. De par leur nature, les amas sont particulièrement sensibles à la distribution de matière dans l'Univers, paramétrée par σ_8 et Ω_m (voir [Allen et al., 2011] pour une revue). Ils sont également sensibles à l'équation d'état de l'énergie noire, paramétrée par w (voir par exemple [Mantz et al., 2010]), puisque leur formation s'effectue dans un Univers en expansion dominé par cette dernière. Ils sont aussi une sonde unique concernant les contraintes sur les théories modifiées de la gravité à grande échelle via leur formation (voir par exemple [Schmidt et al., 2009; Rapetti et al., 2013]).

Trois étapes distinctes sont nécessaires pour obtenir des contraintes cosmologiques :

1. La construction de l'échantillon. Un relevé permet la construction d'un catalogue d'objets, ici des amas de galaxies, qui doivent être détectés par divers moyens. Le redshift des amas doit aussi être mesuré, soit directement par le relevé, soit par des observations de suivi. Le relevé peut être effectué dans diverses longueurs d'onde qui ont chacune leurs observables propres ; par exemple, les catalogues tSZ mesurent essentiellement le flux intégré Y . Il existe aujourd'hui divers catalogues, comme par exemple ceux obtenus par *Planck* [Planck Collaboration et al., 2013a; Planck Collaboration et al., 2015g], *SPT* [Bleem et al., 2015]

ou *ACT* [Hasselfield *et al.*, 2013] en tSZ, REFLEX est l'un des catalogues obtenu en X avec le satellite *ROSAT* [Böhringer *et al.*, 2004], ou encore le catalogue MaxBCG [Koester *et al.*, 2007] construit à partir de données optiques du *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS). La détermination de la fonction de sélection du catalogue est particulièrement importante à cette étape puisqu'elle caractérise la fraction d'objets manquants (la complétude) et de fausses détections (la pureté) en fonction de la masse et du redshift. La figure 3.3 donne la distribution en masse et en redshift des amas présents dans les catalogues PSZ1 [Planck Collaboration *et al.*, 2013a], *SPT* [Bleem *et al.*, 2015], *ACT* [Hasselfield *et al.*, 2013; Marriage *et al.*, 2011] et RASS (*ROSAT All Sky Survey*) [Piffaretti *et al.*, 2011]. La limite en masse est très bien définie dans le cas du tSZ puisque l'observable primaire est proportionnelle à la masse des objets. Cependant, la fonction de sélection dépend des suppositions sur la distribution du signal, c'est-à-dire la distribution de la pression dans les amas, à travers le filtre qui est appliqué lors de la détection.

2. La détermination de la masse des échantillons. Il est nécessaire de relier les observables à la masse des amas, c'est-à-dire de déterminer le terme dM de l'équation 3.13. C'est cette étape qui limite aujourd'hui l'utilisation des amas en cosmologie.
3. Le développement d'un cadre statistique permettant de comparer les données aux modèles afin de contraindre les paramètres d'intérêt, tout en marginalisant sur les propriétés physiques intrinsèques des amas.

La mesure de l'effet SZ à haute résolution angulaire devrait pouvoir apporter de nombreuses informations utiles aux étapes 1 et 2, en caractérisant le lien entre la physique des amas, leurs observables, et leur masse en fonction du redshift. Ceci sera discuté tout au long de cette thèse et en particulier au chapitre 15.

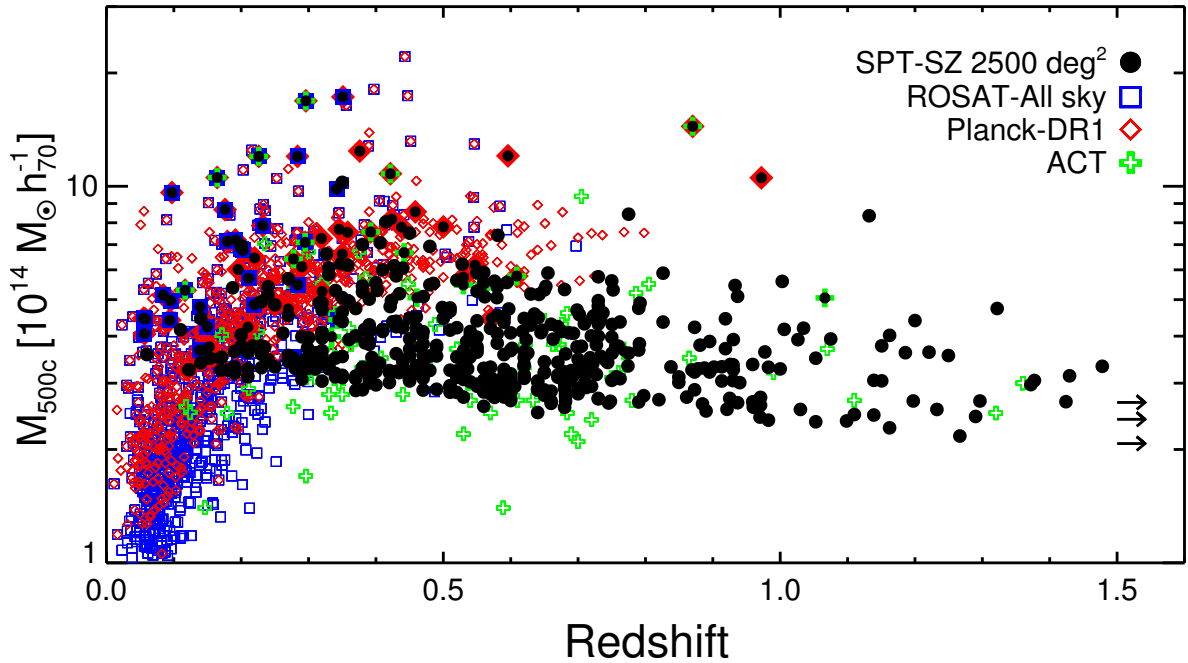


Figure 3.3 – Répartition des amas dans le plan masse – redshift pour les principaux catalogues tSZ ainsi que pour le catalogue X obtenu à partir de *ROSAT*. Extrait de [Bleem *et al.*, 2015].

3.2.2 Fonction de masse

L'abondance des amas de galaxies dépend de leur masse et de leur redshift ; elle est appelée la fonction de masse. Elle est estimée par l'intermédiaire de simulations numériques à N corps. Les résultats de *Planck* les plus récents [Planck Collaboration *et al.*, 2013a; Planck Collaboration *et al.*, 2015g] utilisent la forme analytique établie par [Tinker *et al.*, 2008],

$$\frac{dN}{dM_{500}}(M_{500}, z) = f(\sigma) \frac{\rho_{\text{ref}}(z=0)}{M_{500}} \frac{d \ln \sigma^{-1}}{dM_{500}}, \quad (3.14)$$

avec σ défini par l'équation 1.27. La fonction $f(\sigma)$ est paramétrée par la forme

$$f(\sigma) = A \left[\left(\frac{\sigma}{b} \right)^{-1} + 1 \right] e^{-c/\sigma^2}, \quad (3.15)$$

où les coefficients A , b et c sont étalonnés par [Tinker *et al.*, 2008] sur des simulations numériques. La fonction de masse $\frac{dN}{dz dM d\Omega}$ est alors donnée en multipliant l'équation 3.14 par l'élément de volume $\frac{dV}{dz d\Omega}$ pour un modèle cosmologique donné.

3.2.3 Relations d'échelle

Pour comparer un modèle aux données, il est nécessaire de relier les observables à la masse des amas. Malheureusement, les relevés ne mesurent pas directement la masse de chaque amas individuellement. Il est donc nécessaire d'utiliser des relations d'échelles entre les différentes observables et la masse pour profiter des catalogues contenant de plus en plus d'objets. La gravité n'a pas d'échelle privilégiée, c'est pourquoi dans le cas auto-similaire, où elle seule agit sur la formation des amas, on attend, par des arguments physiques simples, des relations linéaires dans l'espace logarithmique entre les observables, tel que pour la luminosité X, la température, ou le flux tSZ [Allen *et al.*, 2011] :

$$\begin{aligned} \frac{L_{\text{bol}}}{H(z)} &\propto [H(z)M]^{4/3}, \\ k_{\text{B}}T &\propto [H(z)M]^{2/3}, \\ H(z)Y &\propto [H(z)M]^{5/3}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

En pratique, les quantités que l'on souhaite relier à la masse sont affectées par une dispersion plus importante, de biais et de déviations par rapport aux lois de puissance à cause d'effets reliés à la structure interne, l'orientation, l'environnement à grandes échelles, des effets de projection, des processus non-gravitationnels, des effets d'évolution, des erreurs observationnelles, des effets de sélection, etc. Afin d'améliorer l'utilisation des relations d'échelles, il est alors nécessaire d'avoir une quantité qui puisse être reliée à la vraie masse de l'échantillon (la masse par lentille gravitationnelle faible est un bon candidat), elle-même reliée aux autres observables. Il est également important de comprendre l'impact des processus astrophysiques sur les relations entre les différentes observables et leurs liens avec la masse des amas. On pourra se référer à [Maughan, 2014] pour le formalisme complet de l'utilisation pratique des relations d'échelles.

3.2.4 Tension entre les contraintes CMB et amas de galaxies

Les contraintes cosmologiques obtenues par le comptage d'amas de galaxies par *Planck* (2013 [Planck Collaboration *et al.*, 2013c], compatible avec 2015 [Planck Collaboration *et al.*, 2015i]) sont données par la figure 3.4. Le nombre d'amas attendu en fonction du redshift d'après les

paramètres cosmologiques issus du CMB et celui mesuré via l'effet tSZ diffèrent par un facteur ~ 2 . En revanche, le nombre d'amas mesuré est en accord avec la prédiction issue de la distribution angulaire du signal de la carte de paramètre de Compton [Planck Collaboration et al., 2014g; Planck Collaboration et al., 2015i]. Ceci implique une tension forte ($> 2\sigma$) entre les paramètres cosmologiques mesurés avec le CMB et ceux issus des amas de galaxies, comme illustré par la figure 3.4 de droite. Celle-ci représente la probabilité *a posteriori* dans l'espace $\sigma_8 - \Omega_m$ obtenue avec le CMB en rouge et les amas en bleu. Deux solutions privilégiées permettraient d'expliquer cette tension. L'une serait que l'étalonnage en masse de l'échantillon, qui est faite par l'intermédiaire des données X de *XMM*, soit biaisé vers le bas. Le biais hydrostatique b , défini par le rapport entre les masses mesurées sous l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique M_{HSE} et les masses réelles M_{tot} ,

$$\langle M_{\text{HSE}} \rangle = (1 - b) \langle M_{\text{tot}} \rangle, \quad (3.17)$$

est fixé à $b = 0.2$ pour tous les amas utilisés par [Planck Collaboration et al., 2014g]. Cette valeur devrait alors être plus faible pour réconcilier le CMB et les amas, un scénario défavorisé par les simulations numériques. Une autre solution serait que la somme des masses des neutrinos soit $\sum m_\nu = 0.53 \pm 0.19$ eV [Planck Collaboration et al., 2013c]. Cette tension nécessite donc une investigation détaillée du lien entre l'observation des amas et leur masse.

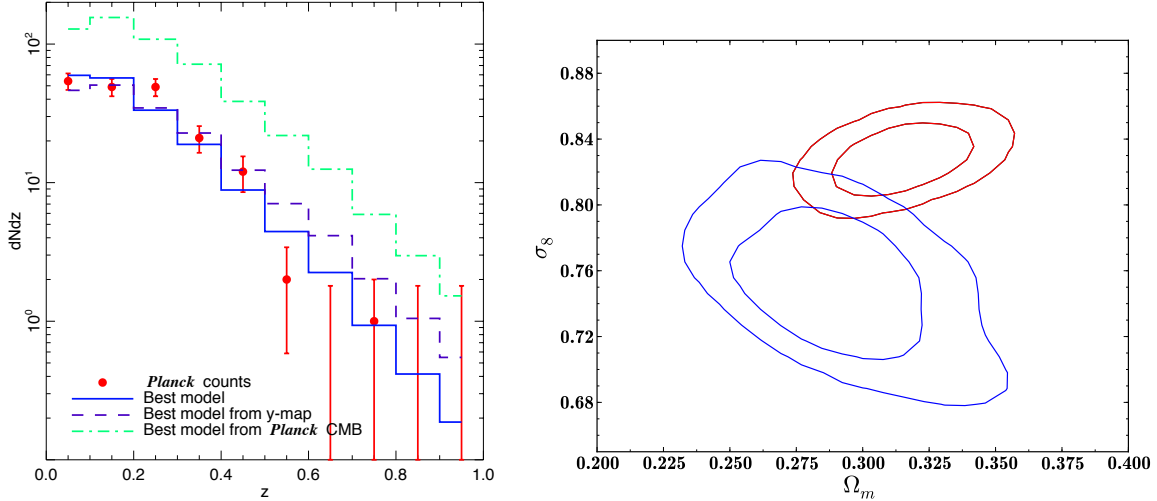


Figure 3.4 – **Gauche** : distribution du nombre d'amas en fonction du redshift mesuré par Planck [Planck Collaboration et al., 2013c]. La distribution attendue d'après les paramètres cosmologiques issus du CMB est donnée en vert et celle issue de la carte de paramètre de Compton en violet. Le meilleur ajustement est représenté en bleu. **Droite** : contours à 68 et 95% de niveau de confiance de la fonction densité de probabilité *a posteriori* dans le plan $\Omega_m - \sigma_8$ extrait du CMB (rouge) et du comptage d'amas (bleu). Figures extraites de [Planck Collaboration et al., 2013c].

3.3 Opportunités et perspectives

Les avancées théoriques et observationnelles permettent aujourd'hui d'utiliser les amas comme sonde de précision en cosmologie. Les progrès nécessaires pour continuer à avancer dans ce sens sont à portée de main, avec le développement de nouvelles expériences et la multiplication des données dans diverses longueurs d'onde. On discute ici des opportunités d'investigation s'offrant

à la communauté, avec en particulier l’étude des processus physiques à différentes échelles dans les amas, ainsi que de leur évolution.

3.3.1 Distributions des observables

Cartographie du milieu intra amas Les amas de galaxies se forment par l’accrétion du milieu environnant et par la fusion de sous-amas. L’exemple de la collision d’amas la plus connue est celle de l’amas du Boulet, où le gaz est séparé de la matière noire et des galaxies lors de la collision [Clowe *et al.*, 2006], donnant d’ailleurs une preuve importante de l’existence de la matière noire, qui apparaît être non-collisionnelle. Les mesures tSZ avec *Planck* [Planck Collaboration *et al.*, 2015g] et *NIKA* [Monfardini *et al.*, 2011; Adam *et al.*, 2014b; Catalano *et al.*, 2014b] ouvrent une nouvelle fenêtre pour l’étude de la formation des structures, autorisant la résolution et la caractérisation de la distribution d’énergie de l’ICM, et cela même à haut redshift. D’après les scénarios de formation des structures, ces systèmes sont moins virialisés et morphologiquement plus complexes que leurs homologues dans l’Univers local. L’utilisation d’un échantillon d’objets sélectionnés par effet tSZ pour la cosmologie requiert la compréhension de la distribution de matière et de l’évaluation de la dispersion que les amas perturbés peuvent introduire dans les relations entre le flux tSZ et la masse totale des objets. L’observation à haute résolution angulaire du profil de pression des amas est une étape nécessaire vers cet objectif. De plus, la complémentarité entre les observables à différentes longueurs d’onde peut être utilisée pour lever les dégénérescences et comprendre les effets systématiques. La mesure du profil de pression avec une résolution spatiale comparable à celle des mesures X, qui sondent essentiellement la densité, peut être également utilisée pour étudier la distribution de température et d’entropie qui sont indispensables pour révéler leur histoire thermodynamique. En comparaison avec les mesures X ($\propto n_e^2$), la distribution de l’ICM obtenue par l’effet tSZ ($\propto n_e$) permet en principe de sonder des régions moins denses des amas telles que leur région externe, là où la transition entre le gaz virialisé et l’accrétion de la matière externe à l’amas a lieu.

Physique des amas à différentes échelles La physique en jeu au cœur des amas ($R \lesssim 0.2 R_{500}$) rend cette région très complexe. Cette région rentre dans le cadre de la physique des plasmas, avec des processus de chauffage et de refroidissement de l’ICM (voir par exemple [Voit, 2005]). La rétroaction des AGN joue également un rôle important. Le gaz peut présenter des distributions de vitesse complexes telles que des tourbillons générés lors des fusions d’amas. La conduction thermique [Smith *et al.*, 2013], les champs magnétiques [Govoni et Feretti, 2004] et la sédimentation de l’hélium [Peng et Nagai, 2009] peuvent également affecter les observables de l’ICM de manière notable. Néanmoins, les différentes observables montrent une sensibilité plus ou moins grande à ces processus, le paramètre de Compton y étant par exemple beaucoup moins sensible que la luminosité en X.

Bien que les processus y soient différents des régions internes, l’extérieur des amas ($R > R_{500}$) est également difficile à exploiter en cosmologie. Il s’agit d’une région limite subissant à la fois l’accrétion du milieu environnant et l’expansion de l’Univers. Les processus hors équilibre sont donc omniprésents. Dans ces régions, l’agglutination du gaz (*clumping* en anglais) y est importante et peut biaiser les observables, en particulier en X, sensible à la densité au carré. De même, l’influence des structures filamentaires qui entourent les amas y est notable [Morandi *et al.*, 2015].

Les régions intermédiaires, $R \sim R_{500}$, sont généralement utilisées pour définir les quantités physiques de références. En effet, c’est à ces échelles que l’équilibre est le mieux établi et que les processus non-gravitationnels sont les moins importants. Les observables que l’on relie à la masse des amas sont mieux contrôlées et peuvent être comparées plus simplement à un modèle

théorique via la fonction de masse lors de l'exploitation cosmologique. Néanmoins, la physique des régions internes et externes peut y être influente. Elles affectent en particulier la fonction de sélection du relevé qui doit être contrôlée pour une utilisation cosmologique des amas.

3.3.2 Evolution

Les processus d'évolution qui affectent les amas de galaxies en fonction du redshift sont résumés dans la figure 3.5. Les amas se forment d'abord par l'agglomération de petits groupes, les proto-amas (ou *proto-clusters*) à haut redshift ($z \sim 3-4$). Ces derniers contiennent des galaxies sub-millimétriques qui forment des étoiles en abondance. L'ICM accrète petit à petit et s'équilibre autour de ces structures pour former ensuite des amas. Ils évoluent en différentes populations. Certains voient leur cœur s'effondrer devenant très dense et leur gaz refroidissant par des pertes d'énergie dues à une émission X qui y est très importante, ce sont les amas à cœur froid, ou *cool-core* en anglais. D'autres amas ont un cœur relativement chaud et beaucoup moins dense. Certains sont perturbés, d'autres non. Les amas de type *cool-core* sont souvent accompagnés de l'émission radio de l'AGN dans leur BCG, influant alors sur l'ICM par rétroaction [Voit, 2005].

Aucun de ces processus n'est suffisamment compris aujourd'hui, ce qui nécessite une investigation plus détaillée pour affiner l'utilisation des amas en cosmologie. Les observations millimétriques à haute résolution angulaire avec *NIKA2* offrent une opportunité d'étudier ces processus, ainsi que leur impact sur les observables des amas, à de nombreuses étapes de leur formation, que ce soit via l'effet SZ ou l'observation de sources sub-millimétriques et radio.

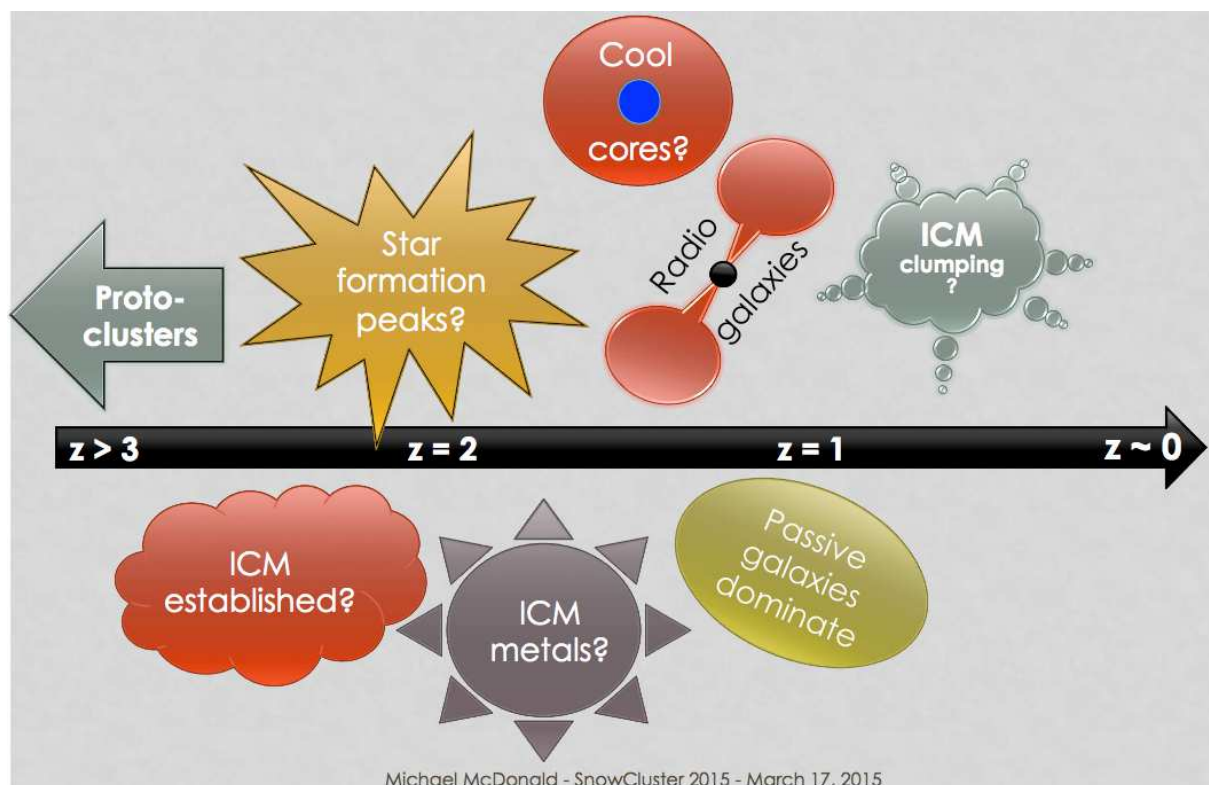


Figure 3.5 – Résumé des étapes importantes de l'évolution des amas de galaxies et des questions principales auxquelles elles sont sujettes. Figure extraite de la présentation de M. McDonald, SnowCluster2015.

3.4 Conclusions

Les amas de galaxies sont une sonde puissante pour la cosmologie à condition que leurs observables puissent être reliées de manière robuste et précise à leur masse. La physique des amas est extrêmement riche et influence de manière significative les observables dans les diverses longueurs d'onde disponibles. A l'ère de *Planck*, les contraintes sur les paramètres cosmologiques issues des amas sont en tension avec celles issues du CMB. Les amas nécessitent alors une investigation plus approfondie des processus physiques qu'ils mettent en jeu et en particulier de leur évolution en fonction du redshift, les amas distants étant les plus sensibles à la cosmologie sous-jacente puisque la formation des structures y est plus efficace. Dans ce contexte, les mesures par effet SZ à haute résolution angulaire apparaissent comme une observable de choix pour améliorer les contraintes cosmologiques qu'offrent les amas de galaxies. En plus de leur intérêt cosmologique direct, les amas sont des laboratoires astrophysiques géants. Ils jouent un rôle majeur en physique fondamentale, comme par exemple dans les collisions d'amas, qui apportent une preuve importante de l'existence de la matière noire et permettent de contraindre ses propriétés.

Deuxième partie

Observations, réduction et caractérisation des données *NIKA* en vue d'observer l'effet Sunyaev-Zel'dovich

4

Une nouvelle caméra millimétrique pour le télescope de 30 mètres de l'IRAM

Sommaire

4.1	Le télescope de 30 mètres de l'IRAM	49
4.1.1	Le ciel de la Sierra Nevada	49
4.1.2	Quelques caractéristiques techniques du télescope	51
4.2	Le projet <i>NIKA</i> et son prototype	52
4.2.1	Les éléments clefs de <i>NIKA</i>	52
4.2.2	Les campagnes d'observation avec <i>NIKA</i>	55
4.3	Les axes scientifiques principaux	56

Nous avons vu au chapitre 3 que les amas de galaxies sont les plus grands objets gravitationnellement liés dans l'Univers. Ils se forment par l'effondrement des fluctuations primordiales de matière, formant des pics de sur-densité à l'intersection des structures filamenteuses. Ils offrent ainsi un traceur unique de la distribution de matière et sont une sonde puissante pour la cosmologie puisqu'ils se forment au cours de l'expansion de l'Univers. Nous allons nous concentrer sur les amas à un redshift élevé, $z \gtrsim 0.4$, où la formation des structures est la plus importante. Pour les observer et les étudier, nous allons utiliser l'effet SZ comme sonde principale. Afin de résoudre le signal aux redshifts considérés, il est nécessaire d'avoir une haute résolution angulaire ($< \text{arcmin}$), c'est pourquoi le télescope de 30 mètres de l'IRAM est utilisé. Ces observations ont lieu dans le contexte du développement de la caméra millimétrique *NIKA*, en tant que prototype de la caméra *NIKA2*. Ce chapitre vise à introduire brièvement les caractéristiques techniques de *NIKA* et son utilisation au télescope. Il a pour but de donner une vue d'ensemble de *NIKA*. On décrira comment les différents éléments de *NIKA* sont assemblés en un tout cohérent, mais leur description spécifique sera faite dans les chapitres suivants.

4.1 Le télescope de 30 mètres de l'IRAM

4.1.1 Le ciel de la Sierra Nevada

Le télescope de 30 mètres de l'IRAM [Baars *et al.*, 1987] se situe à Pico Veleta, dans le sud de l'Espagne à côté de Grenade, dans la Sierra Nevada. Il est installé à une altitude de 2850

mètres au-dessus du niveau de la mer. Ses coordonnées géographiques sont en $3^{\circ}23'33''$ Ouest pour la longitude et $37^{\circ}03'58''$ Nord pour la latitude. Le site de Pico Veleta a été choisi pour sa latitude, son altitude, mais également pour son taux d'humidité relativement bas puisque la vapeur d'eau est la source principale du bruit atmosphérique pour les observations millimétriques, dont la soustraction sera décrite au chapitre 7. Lorsque la température s'élève, l'atmosphère est capable de stocker plus de vapeur d'eau, de sorte que les conditions d'observations sont bonnes principalement en hiver. En été, on compte en moyenne 7 mm de vapeur d'eau précipitable au zénith pour 2 mm en hiver. Pour comparaison, la valeur médiane en hiver au pôle Sud, à une altitude similaire, est de 0.25 mm. Une des caractéristiques de Pico Veleta est également la présence fréquente de vent dont la moyenne est de huit mètres par seconde, ce qui dégrade la qualité des données en augmentant les fluctuations atmosphériques et en altérant la stabilité du télescope. En tant que sources faibles et diffuses, on verra par la suite que les observations SZ sont parmi les plus délicates à réduire et sont très sensibles à la stabilité atmosphérique, ainsi, on privilégiera les observations des amas dans des conditions atmosphériques stables et avec une opacité la plus faible possible.

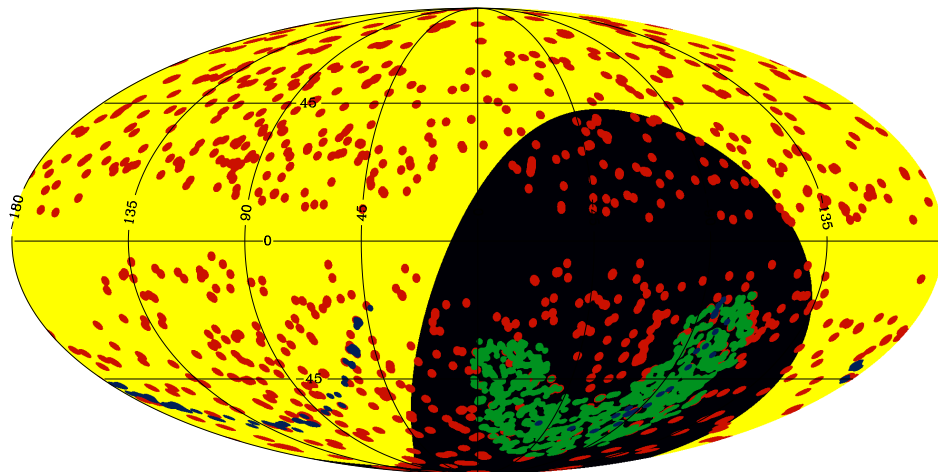


Figure 4.1 – Le ciel observable depuis le télescope de 30 mètres de l'IRAM en coordonnées galactiques. La région accessible est donnée en jaune en supposant une déclinaison minimale de -20 degrés, et la région inaccessible en noir. La position des amas des échantillons des trois principaux catalogues tSZ par Planck, SPT et ACT sont donnés en rouge, vert et bleu respectivement.

Comme pour tout autre observatoire basé au sol, la totalité du ciel n'est pas observable depuis le site de Pico Veleta. Les objets dont la déclinaison est trop basse ne sont soit pas observables, soit observables très peu de temps dans l'année et avec une élévation très basse. En considérant qu'en dessous de -20 degrés de déclinaison les objets ne sont pas observables dans des conditions acceptables, on représente sur la figure 4.1 la région du ciel accessible depuis le télescope et la position des amas des principaux catalogues sélectionnés par effet SZ : Planck, SPT et ACT. On remarque qu'aucun des amas SPT [Bleem *et al.*, 2015]¹ n'est accessible pour NIKA. En revanche, les amas de la bande équatoriale de ACT, extraits de [Hasselfield *et al.*, 2013], le sont, ainsi qu'environ deux tiers des amas Planck [Planck Collaboration *et al.*, 2013a; Planck Collaboration *et al.*, 2015g].

1. Le catalogue est disponible sur http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/spt/spt_prod_table.cfm.

4.1.2 Quelques caractéristiques techniques du télescope

Le télescope de Pico Veleta (figure 4.2) est constitué d'un miroir primaire parabololoïde de 30 mètres de diamètre dont la distance focale est de 10.5 mètres. Le miroir secondaire est de 2 mètres de diamètre. L'ensemble est placé sur une monture azimutale. Une série de miroirs plats permet ensuite de faire le couplage avec les récepteurs, situés dans la cabine Nasmyth. Le tout pèse environ 800 tonnes.

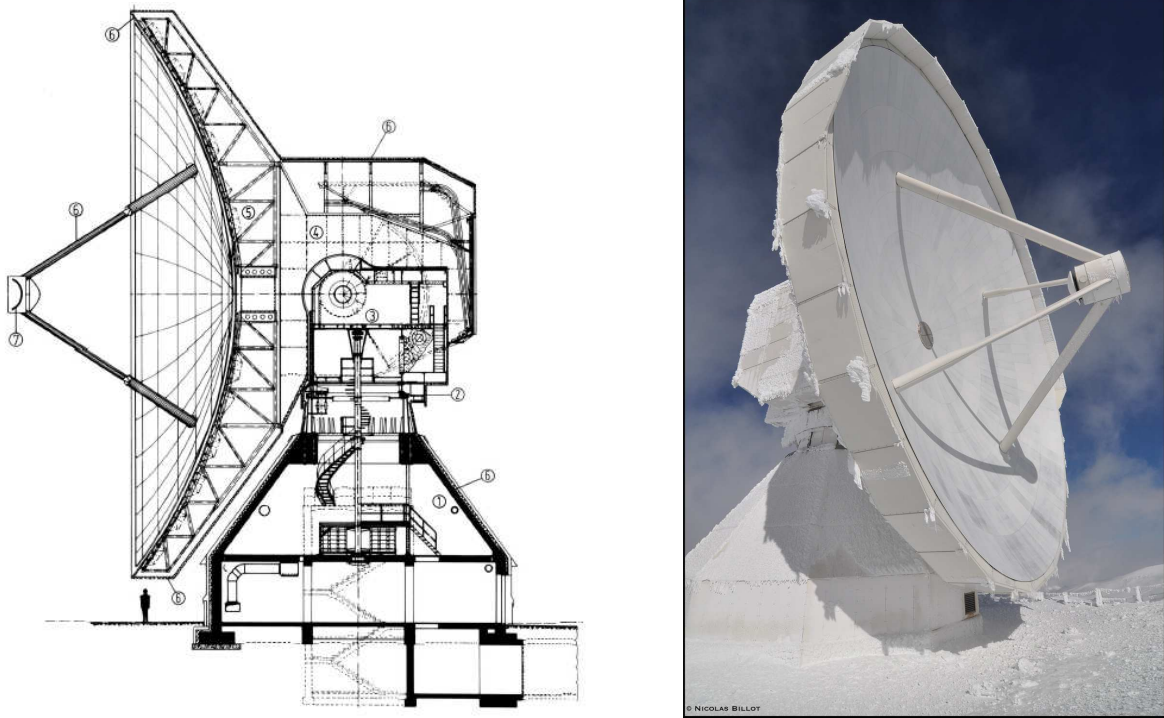


Figure 4.2 – Le télescope de 30-mètres de l'IRAM. **Gauche** : schéma de coupe du télescope extrait de [Baars et al., 1987]. **Droite** : photo du télescope *Crédit : Nicolas Billot*.

La réponse angulaire du télescope (lobe) est critique pour les observations SZ avec *NIKA* puisqu'elle est à l'origine des objectifs scientifiques proposés dans ce cadre à travers la mesure de l'effet SZ à haute résolution angulaire. Le lobe est donné premièrement par la diffraction associée à l'ouverture de 30 mètres, d'où l'intérêt d'utiliser un grand télescope. La fonction d'Airy, qui traduit la diffraction résultante du passage d'un faisceau monochromatique de longueur d'onde λ dans une ouverture circulaire de diamètre D , voit son premier zéro pour un angle répondant à $\theta_0 = \arcsin(1.22 \lambda/D)$, soit 17 arcsec à 150 GHz et 10 arcsec à 260 GHz, les fréquences de *NIKA*. En pratique, la lumière est polychromatique et subit des réflexions successives sur les éléments de la chaîne optique de sorte que le lobe est en général mieux décrit par une gaussienne. Les petites déformations de quelques dizaines de μm de la surface du miroir primaire affectent également le lobe et sont en partie responsables de lobes secondaires. Ces déformations sont accentuées par le vent, les changements de température ou encore la gravité qui déforme le télescope selon l'élévation des sources observées. Le télescope est d'ailleurs thermo-régulé en permanence pour limiter les déformations liées aux gradients de température. Le quadrupode qui soutient le secondaire affecte également la tache de diffraction.

La stabilité du pointage est une condition essentielle à la qualité des données. Elle affecte le lobe effectif des cartes puisqu'une instabilité de pointage au cours des observations aura pour

effet de brouiller la carte réalisée. Il en est de même lorsque les cartes sont empilées pour gagner en rapport signal sur bruit. La stabilité dépend fortement des conditions atmosphériques puisque le vent impacte à la fois le télescope lui-même et la propagation de la lumière via la réfraction anormale. L'erreur de pointage au télescope est de l'ordre de l'arcsec. Lorsque le vent dépasse 18 m/s, les moteurs ne sont plus capables d'assurer le suivi du pointage sans risque de casse et les observations sont arrêtées.

4.2 Le projet *NIKA* et son prototype

La caméra *NIKA* a le rôle du récepteur placé au foyer de la chaîne optique. Elle est le prototype de la caméra *NIKA2*. Cette dernière est le projet de l'instrument de future génération répondant à l'appel d'offre de l'IRAM pour remplir le champ de vue de 6.5 arcmin du télescope, pour des observations en continuum. Le projet est aujourd'hui accepté, financé et en cours d'installation au télescope. La caméra *NIKA* est quant-à-elle déjà un instrument résident du télescope, ouverte aux observations externes depuis février 2014. On donne dans la table 4.1 les caractéristiques techniques pour *NIKA*, et celles attendues pour *NIKA2*.

Table 4.1 – *Caractéristiques techniques de NIKA et NIKA2.*

	<i>NIKA</i>		<i>NIKA2</i>	
	150 GHz	260 GHz	150 GHz	260 GHz
Longueur d'onde centrale	2.0 mm	1.2 mm	2.0 mm	1.2 mm
Champ de vue	1.9'	1.9'	6.5'	6.5'
Nombre de détecteurs	128	196	1000	2 × 2000
Détecteurs valides	114	136	–	–
Lobe (FWHM)	12.0"	17.5"	12.0"	17.5"
Largeur de bande (GHz)	137–172	220–270	–	–
Sensibilité (mJy \sqrt{s})	14	35	10	15

On donne également dans la table 4.2 les caractéristiques principales des expériences capables d'observer l'effet SZ à haute résolution angulaire, en comparaison avec *NIKA*. *NIKA* apparaît comme à la fois complémentaire et compétitif par rapport aux autres instruments. Nous reviendrons sur une comparaison plus spécifique aux observations SZ au cours du chapitre 11.

Table 4.2 – *Comparaison de NIKA et des principaux instruments capables de mesurer l'effet SZ à haute résolution angulaire.*

	<i>NIKA</i>	<i>MUSTANG</i>	Bolocam	CARMA interferometer
Télescope (diamètre)	IRAM (30m)	GBT (90m)	CSO (10m)	CARMA (3.5, 6.1 et 10.4m)
Fréquence(s)	150 et 260 GHz	90 GHz	140 et 268 GHz	31, 86 et 90 GHz
Champ de vue	1.9'	45"	8'	–
Nombre de détecteurs	324 KIDs	64 TES	144 bolomètres	23 antennes
Lobe (FWHM)	17.5 et 12.0"	8.5"	58" et 31"	–

4.2.1 Les éléments clefs de *NIKA*

NIKA est constitué de cinq éléments clefs que l'on décrit brièvement ici, et sur lesquels on reviendra individuellement dans les chapitres suivants.

Les détecteurs Les récepteurs utilisés par *NIKA* sont sa particularité puisqu'il s'agit d'un nouveau type de détecteurs développés depuis 2007 pour les observations astrophysiques : les détecteurs à inductance cinétique (KIDs pour *Kinetic Inductance Detectors* en anglais). Leur fonctionnement sera décrit au chapitre 5. Les détecteurs de *NIKA* forment deux matrices de KIDs observant à 150 et 260 GHz, soit environ 130 et 200 détecteurs respectivement. Les détecteurs sont illuminés directement sans couplage par cornets, ce qui permet de remplir le champ de vue plus efficacement. L'espacement entre les pixels est de 2.3 mm et 1.6 mm à 150 et 260 GHz, ce qui correspond à un échantillonnage du plan focal de 0.77 et 0.8 $F\lambda$ respectivement. Les détecteurs sont de type LEKID (*Lumped Element KID* ; [Doyle *et al.*, 2008; Roesch *et al.*, 2012]) avec une géométrie de type Hilbert sensible aux deux polarisations linéaires de l'onde incidente. Ils sont réalisés en aluminium par un processus de lithographie sur un substrat de haute résistivité en silicium (épaisseur $\sim 200 \mu\text{m}$). La figure 4.3 montre la photo d'une matrice de 1000 pixels à 150 GHz, en développement pour *NIKA2*. Les KIDs sont des détecteurs supraconducteurs qui fonctionnent tant que leur température est très inférieure à la température critique du matériau qui les constitue, en l'occurrence l'aluminium pour lequel $T_c = 1.2 \text{ K}$.

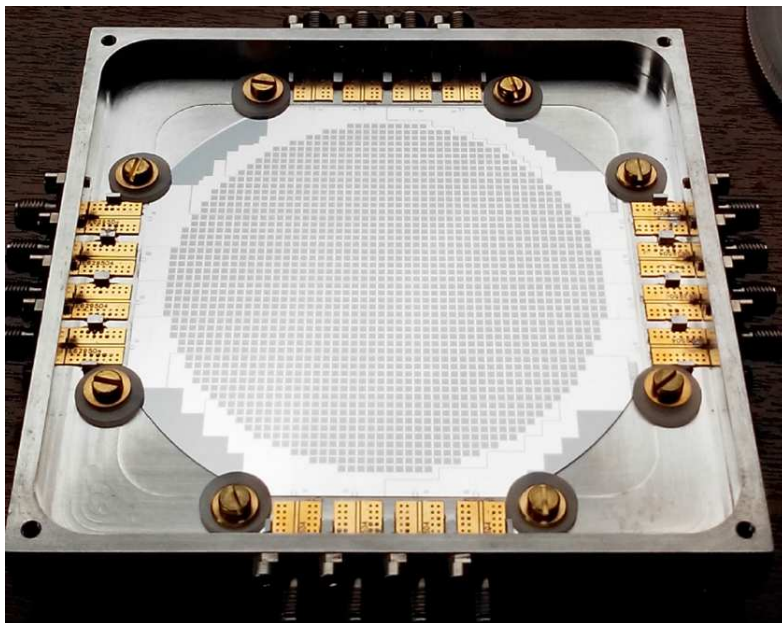


Figure 4.3 – Matrice de 1000 KIDs à 150 GHz.

Le cryostat Dans le cas de *NIKA* les KIDs sont refroidis à environ 100 mK. Pour atteindre cette température, une dilution $\text{He}^3\text{-He}^4$ est utilisée. Le cryostat de *NIKA* mesure 1 m de long et 50 cm de large pour une centaine de kilogrammes. Celui de *NIKA2* est plus grand d'un facteur proportionnel à l'agrandissement du champ de vue, soit 2.3 m de long et 1 m de diamètre pour 1 tonne. La photo du cryostat de *NIKA2* et le schéma de sa structure interne est donnée par la figure 4.4.

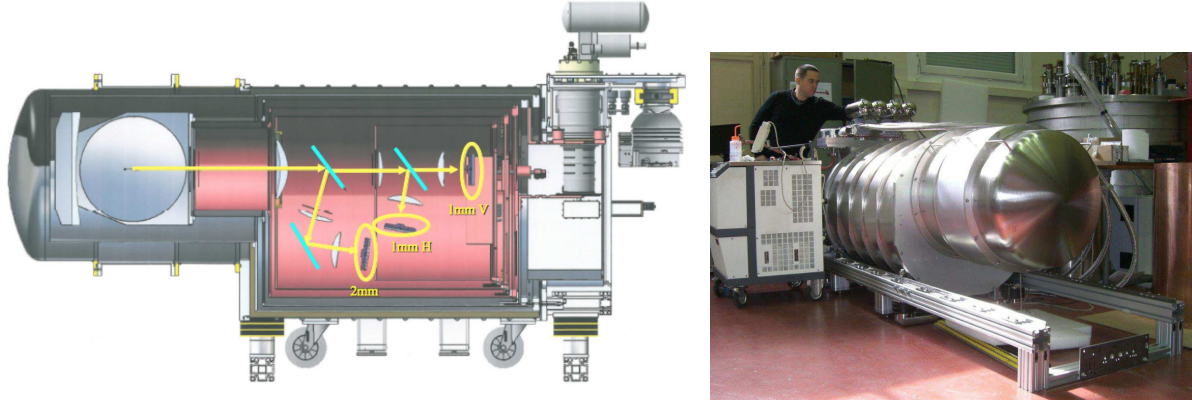


Figure 4.4 – Schéma et photo du cryostat de NIKA2. La lumière entre par l'ouverture circulaire sur la gauche du schéma pour atteindre les trois matrices. La dilution se situe sur la partie droite. Dans le cas de NIKA, l'entrée du faisceau se fait par l'avant et une seule matrice est présente à 260 GHz.

L'optique Le couplage optique entre le télescope et les matrices est fait par l'intermédiaire de miroirs, de lentilles à chaud et à froid et de filtres. Le faisceau est notamment séparé en deux grâce à un dichroïque qui permet d'illuminer ensuite les deux matrices (les trois matrices pour NIKA2). La configuration optique peut-être observée sur la figure 4.5 dans le cas de NIKA. Pour NIKA2, l'optique interne au cryostat est différente comme on peut le voir sur la figure 4.4, avec notamment deux matrices à 260 GHz et une grille séparatrice permettant de mesurer la polarisation.

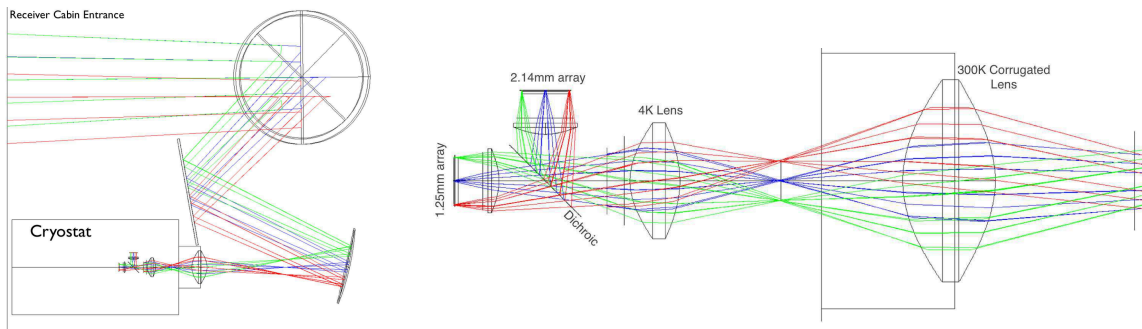


Figure 4.5 – Schéma optique de NIKA. La figure de gauche montre la chaîne optique depuis l'entrée de la cabine, en provenance du miroir secondaire. La figure de droite est concentrée sur l'optique interne au cryostat. Extrait de [Catalano et al., 2014b].

La figure 4.6 donne les transmissions des deux bandes de NIKA. Celles-ci sont situées dans les fenêtres atmosphériques autour de 150 et 260 GHz, représentées sur la figure pour les composantes dues à l'oxygène et à la vapeur d'eau, pour 1 mm de vapeur d'eau précipitable. Le spectre SZ normalisé est également représenté, il montre que NIKA est particulièrement adapté à sa mesure puisque ce dernier est échantillonné au maximum de son déclin ainsi que dans la partie positive mais proche du zéro. Enfin on notera que les bandes de NIKA ont changé à partir de juin 2012 (Run6).

Table 4.3 – *Résumé des campagnes d’observation au télescope de 30 mètres de l’IRAM.*

Date	label	Type	Commentaire / fait marquant
Oct. 2009	Run1	Technique	1 bande, première carte astrophysique
Oct. 2010	Run2	Technique	Observations dans les 2 bandes
Oct. 2011	Run3	Technique	–
Juin 2012	Run4	Technique	–
Nov. 2012	Run5	Technique	240 GHz dégradée. Première observation SZ
Juin 2013	Run6	Technique	Fuite dans le cryostat
Jan. 2014	Run7	Technique	Premières observations de la polarisation
Fev. 2014	OP1/Run8	Ouvert	Météo excellente. Trous dans les données de pointage.
Oct. 2014	Run9	Technique	Polarisation. Casse du moteur pas à pas
Nov. 2014	OP2/Run10	Ouvert	Météo capricieuse
Fev. 2015	OP3/Run11	Ouvert	Télescope pris par la glace
Fev. 2015	Run12	Technique	Polarisation, succès

4.3 Les axes scientifiques principaux

En contre-partie de la construction de l’instrument, l’IRAM accorde 1300 heures de temps garanti à la collaboration *NIKA2* ainsi qu’un tiers du temps d’observation ouvert dans le cas de *NIKA*. Celle-ci a choisi de les utiliser selon cinq thématiques² : les amas de galaxies, les *surveys* profonds, la cartographie du milieu interstellaire, les galaxies proches et la polarisation galactique. Bien que cette thèse soit centrée sur l’étude des amas de galaxies, le développement effectué sur le traitement des données, la caractérisation de l’instrument et son étalonnage constituent la chaîne d’analyse générale de *NIKA*, utilisée pour chaque observation et qui s’insèrent dans le cadre de chaque thématique *NIKA* et *NIKA2*.

Les amas de galaxies L’observation des amas de galaxies par l’effet SZ est une thématique majeure pour la collaboration *NIKA*. Le travail réalisé au cours de cette thèse, avec *NIKA*, a pour but de préparer le grand programme SZ avec *NIKA2* en caractérisant les possibilités scientifiques.

Survey profonds *NIKA2* allie un grand champ de vue avec une haute résolution angulaire et une grande sensibilité, ce qui en fait naturellement un instrument adapté pour faire des observations de type *survey* pour des régions relativement larges du ciel. Dans le millimétrique, la détection des galaxies poussiéreuses lointaines est possible du fait du décalage vers le millimétrique du maximum de la SED (pour *Spectral Energy Distribution* en anglais) avec le redshift. De plus, *NIKA2* peut tirer avantage de ses deux bandes de fréquence pour mieux caractériser ces galaxies. A de tels redshifts, $z \gtrsim 1.5$, la formation stellaire est plus importante qu’aujourd’hui. L’observation de champs profonds extragalactiques aura pour but principal de contraindre le taux de formation stellaire à haut redshift et l’évolution des galaxies. Les agglomérats de galaxies observés apporteront également une information cruciale sur le lien entre la formation des grandes structures et la formation stellaire.

Cartographie du milieu interstellaire La formation stellaire pour des objets aux deux extrêmes de la fonction initiale de masse (IMF pour *Initial Mass Function*) reste aujourd’hui

2. On pourra également se référer à <http://ipag.osug.fr/nika2/Welcome.html>.

sujette à débat. *NIKA2* sera utilisé pour : 1) contraindre l'origine des progéniteurs des étoiles massives ; 2) sonder l'IMF à basse masse pour comprendre les mécanismes de formation des objets de type naines brunes ; et 3) contraindre l'émissivité de la poussière en fonction de son environnement, qui est relié au grossissement des grains de poussière.

Galaxies proches Les observations dans deux bandes de fréquences simultanées par *NIKA2*, dans une région du spectre des galaxies où à la fois la poussière, le bremsstrahlung et l'émission synchrotron sont importantes, permettront de les étudier de manière robuste en terme de distribution spatiale et en fonction de l'environnement galactique. En combinaison avec des observations dans d'autres bandes de fréquences (par exemple dans le domaine sub-millimétrique avec *Herschel*), il sera possible d'étudier l'émissivité de la poussière dans différentes régions comme le cœur, le disque ou les bras spiraux des galaxies. La bande à 150 GHz permettra de contrôler l'émission synchrotron et bremsstrahlung, mais également d'étudier les corrélations entre le taux de formation stellaire et l'émissivité de la poussière.

Polarisation galactique Finalement, *NIKA2* sera capable de mesurer la polarisation à 260 GHz. Dans ce cadre, *NIKA2* sera utilisé pour contraindre le rôle des champs magnétiques dans la formation stellaire.

5

Caractérisation d’une nouvelle génération de détecteurs : les KIDs

Sommaire

5.1 Les détecteurs à inductance cinétique	60
5.1.1 Principe de fonctionnement	60
5.1.2 Multiplexage fréquentiel	63
5.1.3 Photométrie	63
5.2 Simulation instrumentale	66
5.2.1 Modèle de résonateur	66
5.2.2 Ligne de transmission	67
5.2.3 Impact de la charge optique sur les détecteurs	68
5.3 Conclusions	69

Le progrès des observations en astronomie millimétrique s’est fait en symbiose avec le développement des détecteurs. Traditionnellement, les détecteurs de type bolométrique ont permis d’atteindre des performances telles qu’ils sont maintenant limités par le bruit de photon. Pour aller plus loin, il est alors devenu indispensable d’augmenter le nombre de détecteurs utilisés. C’est dans ce contexte que les détecteurs à inductance cinétique, les KIDs, ont été développés de pair avec celui de *NIKA*. En effet, après leur invention à Caltech en 2003 [Day *et al.*, 2003], ces détecteurs ont été développés depuis 2007 dans le cadre de la construction de *NIKA*, qui est la première expérience à faire des observations d’intérêt scientifique avec ce type de détecteurs [Calvo *et al.*, 2010; Monfardini *et al.*, 2010; Monfardini *et al.*, 2011; Calvo *et al.*, 2012; Roesch *et al.*, 2012]. Nous allons ici introduire le principe de fonctionnement des KIDs, et l’intérêt qu’ils offrent dans le cadre de la construction d’instruments à grand nombre de détecteurs. Nous traiterons également de leur modélisation dans le but de simuler leur fonctionnement lors d’observations réalistes au télescope.

5.1 Les détecteurs à inductance cinétique

5.1.1 Principe de fonctionnement

Les KIDs sont des résonateurs supraconducteurs de type RLC à haut facteur de qualité. Ils sont constitués d'une partie capacitive (C), d'une inductance (L), et d'une résistance résiduelle (R). La capacité dépend de la permittivité du matériau ϵ , et l'inductance est donnée par la somme d'un terme géométrique L_g et d'un terme cinétique L_k relié à l'inertie des porteurs de charges dans le matériau. Leur fréquence de résonance est donnée par

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_k + L_g)C(\epsilon)}}. \quad (5.1)$$

Le principe de ces détecteurs consiste à relier la puissance optique absorbée dans le détecteur à l'inductance cinétique. Ainsi, la fréquence de résonance du détecteur, qui donne l'observable primaire, permet une mesure de la puissance optique reçue. Pour que l'inductance cinétique ait une contribution non-négligeable à l'inductance totale dans le conducteur, il est nécessaire que le temps de diffusion des porteurs de charges soit suffisamment grand pour que leur énergie cinétique soit significative devant celle convertie en chaleur. Cette condition est respectée dans les supraconducteurs.

Un peu de supraconductivité Dans les solides à basse température, l'interaction répulsive entre électrons est dominée à grandes distances par une interaction attractive due à l'échange de phonons. Cette interaction peut être vue naïvement comme la propagation de la déformation du cristal par les électrons, mais doit être traitée formellement dans le cadre de la théorie BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer [Bardeen *et al.*, 1957a; Bardeen *et al.*, 1957b]; voir aussi [D'Addabbo, 2014] pour une description détaillée dans le cadre de l'application aux KIDs). Elle est cohérente sur des échelles allant jusqu'au $\sim \mu\text{m}$. Les électrons forment des états liés appelés les paires de Cooper qui ne diffusent pas sur les ions. La superposition de ces états bosoniques forme un condensât responsable de l'apparition d'une séparation d'énergie, *i.e.* un *gap*,

$$2\Delta \simeq 3.52 k_B T_c, \quad (5.2)$$

avec T_c la température au-dessus de laquelle toutes les paires de Cooper sont desappareillées. La fraction d'électrons non-appareillés, les quasi-particules, est donnée empiriquement par [Gorter et Casimir, 1957]

$$\frac{n - n_{qp}}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4, \quad (5.3)$$

où n est la densité numérique totale de porteurs de charges et n_{qp} celle des quasi-particules. Ainsi, dans un supraconducteur à $T \ll T_c$, des photons incidents d'énergie supérieure à 2Δ vont pouvoir casser des paires de Cooper et modifier significativement la fraction de quasi-particules dans le matériau¹. La séparation d'énergie dépend du matériau. Pour l'aluminium en couche mince, on a $T_c \simeq 1.4 \text{ K}$, soit $2\Delta \simeq 0.4 \text{ meV}$, correspondant à l'énergie d'un photon de $\simeq 100 \text{ GHz}$. On voit alors apparaître ici que ce matériau est, *a priori*, utilisable pour mesurer les photons d'intérêt pour l'effet Sunyaev-Zel'dovich ou le CMB, si le lien peut être fait entre une observable et la densité de quasi-particules. La figure 5.1 illustre la formation des paires de Cooper dans un cristal et leur interaction avec des photons incidents.

1. On rappelle que dans le cas de *NIKA*, le cryostat refroidit les détecteurs à $\sim 100 \text{ mK}$.

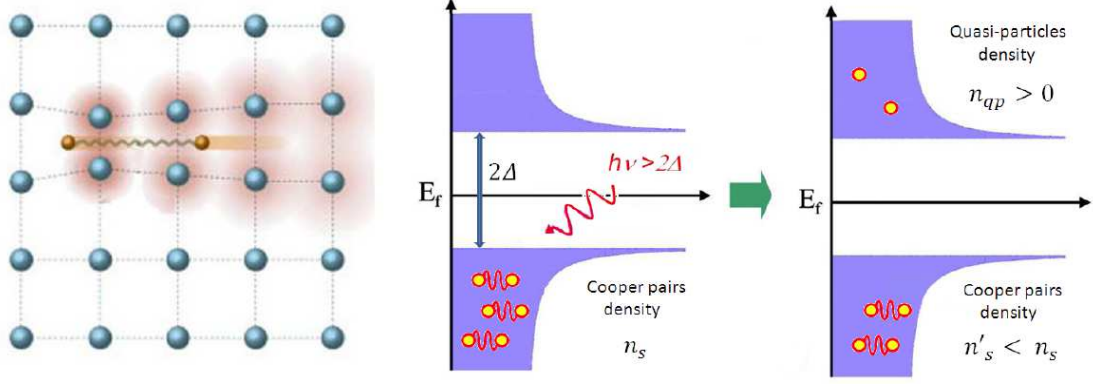


Figure 5.1 – **Gauche** : illustration de l'interaction attractive entre deux électrons formant une paire de Cooper dans un cristal supraconducteur. **Doite** : illustration de la séparation d'énergie dans un supraconducteur et de l'interaction entre un photon incident et une paire de Cooper. Figures extraites de [D'Addabbo, 2014].

Lien avec la puissance optique Du fait de l'énergie cinétique transportée par les paires de Cooper, l'impédance d'un supraconducteur soumis à l'excitation d'un champ électromagnétique de fréquence angulaire ω voit apparaître un terme inductif dominant dans son expression, $Z_s = R_s + j\omega L_k$, où le terme R_s tient compte des pertes dues aux électrons résiduels qui ne sont pas appariés. L'inductance cinétique est inversement proportionnelle à la densité d'électrons appariés en paires de Cooper (voir par exemple [D'Addabbo, 2014]), telle que

$$\delta L_k \propto -\delta(n - n_{qp}) \propto \delta n_{qp}. \quad (5.4)$$

De plus, pour un supraconducteur illuminé par des photons d'énergie $E > 2\Delta$ et une puissance incidente P_{opt} , un équilibre s'établit entre le temps caractéristique de recombinaison des électrons, τ_{qp} , et le taux avec lequel les paires sont cassées : $n_{qp} \propto P_{opt}$. Les variations de densité de quasi-particules sont alors reliées aux variations de puissance incidente,

$$\delta n_{qp} \propto \delta P_{opt}. \quad (5.5)$$

En dérivant l'équation 5.1 par rapport à l'inductance cinétique, on obtient également une relation linéaire entre un changement d'inductance cinétique et de fréquence de résonance,

$$\delta f_0 = \delta L_k \frac{\partial f_0}{\partial L_k} = -\frac{1}{2} C(\epsilon) f_0^3 \delta L_k. \quad (5.6)$$

Finalement, en combinant les équations 5.4, 5.5 et 5.6, on obtient une relation linéaire entre un changement de puissance optique incidente et une observable potentielle, le changement de fréquence de résonance,

$$\delta f_0 \propto -\delta P_{opt}. \quad (5.7)$$

On verra à la section 5.1.3 que les KIDs sont, de plus, intrinsèquement très linéaires sur une très grande gamme de puissance incidente.

Conception des détecteurs On distingue deux types de KID : ceux dont l'absorbant (*i.e.* une antenne) est séparé du résonateur, appelés *antenna-coupled* KID [Baryshev *et al.*, 2009], et ceux pour lesquels l'absorption se fait directement dans la partie inductive du résonateur,

appelés LEKID pour *Lumped Element KID* [Doyle *et al.*, 2008]. Pour *NIKA*, les détecteurs de type LEKID sont utilisés². Ce choix à été fait après qu'ils aient montré de meilleures performances en terme de sensibilité au cours des premières campagnes techniques de *NIKA*. Selon sa géométrie, un détecteur va pouvoir absorber les photons selon une polarisation différente. La figure 5.2 donne l'exemple de deux détecteurs, le premier à gauche, est sensible principalement à la polarisation verticale (pour le champ électrique) puisque le méandre est vertical, alors que le deuxième, à droite, est sensible aux deux polarisations. *NIKA* utilise des KIDs sensibles aux deux polarisations avec une géométrie similaire à celle de la figure 5.2 de droite, de type Hilbert [Roesch *et al.*, 2012].

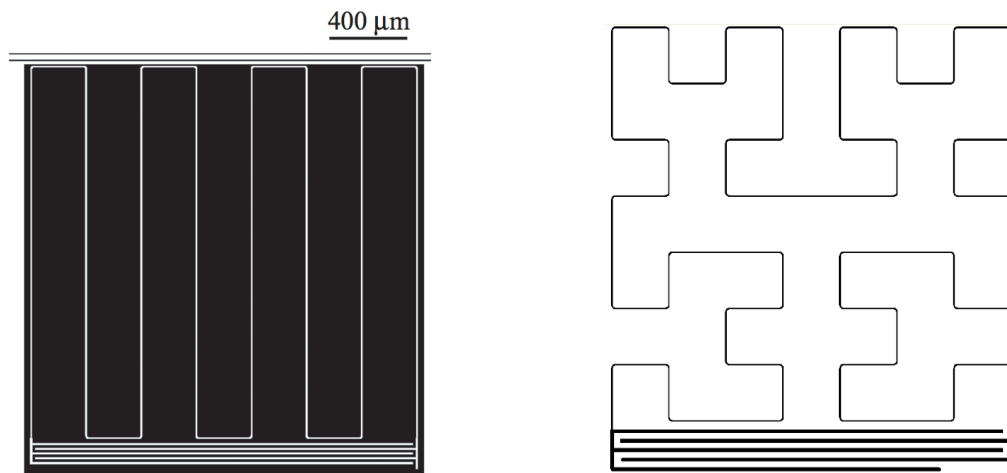


Figure 5.2 – Image du circuit de détecteurs de type LEKID. **Gauche** : détecteur sensible à une polarisation [Monfardini *et al.*, 2011]. **Droite** : détecteur sensible aux deux polarisations [Roesch *et al.*, 2012]. La partie capacitive est située en bas, constituée de deux lignes inter-digitées, et la partie inductive par le méandre en forme de serpent. Le couplage à la ligne de transmission (en haut, représenté uniquement sur la figure de gauche) est fait par couplage inductif.

Un détecteur doit être couplé à une ligne de transmission pour pouvoir être lu par une électronique en fonction d'une fréquence d'excitation f . On obtient alors une fonction de transfert notée

$$S_{21}(f) = I + jQ, \quad (5.8)$$

où I et Q donnent respectivement la partie réelle (*in-phase*) et imaginaire (*quadrature*) du rapport des signaux d'entrée et de sortie de la ligne de transmission. La figure 5.3 schématise l'amplitude et la phase de la fonction de transfert d'un KID typique en fonction de la fréquence d'excitation pour deux illuminations différentes, respectivement donnés par $A = \sqrt{I^2 + Q^2}$ et $\phi = \text{atan}\left(\frac{Q}{I}\right)$. On remarque non seulement un décalage de la fréquence de résonance avec l'augmentation de la puissance optique, mais également une diminution du facteur de qualité, *i.e.* un élargissement de la résonance, avec l'augmentation des pertes via R_s .

2. Il est à noter qu'il existe une autre expérience européenne qui utilise des *antenna-coupled* KIDs à 350 et 850 GHz au télescope APEX au Chili, <http://www3.mpifr-bonn.mpg.de/div/submmtech/bolometer/A-MKID/a-mkidmain.html>.

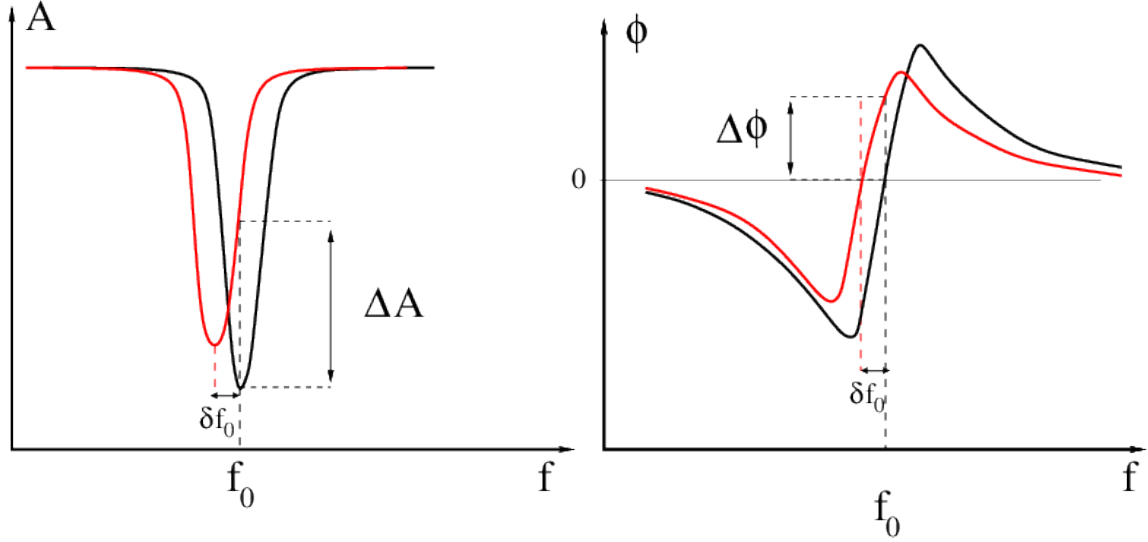


Figure 5.3 – Schéma de la forme d’une résonance en amplitude (gauche) et en phase (droite) en fonction de la fréquence d’excitation injectée sur la ligne de transmission. La puissance optique absorbée par le détecteur est faible pour les courbes en noire, et augmente pour celles en rouge.

Les KIDs sont réalisés en déposant de l’aluminium par lithographie sur un substrat de silicium. De ce point de vue, dans le cadre du développement de détecteurs pour des observations dans le domaine millimétrique, ils sont considérablement plus simples et moins coûteux à fabriquer que les détecteurs concurrents, généralement de type bolométrique comme les TES (*Transition Edge Sensor*).

5.1.2 Multiplexage fréquentiel

Pour fabriquer des matrices de KIDs, il suffit en principe de coupler le nombre de détecteurs souhaité sur une même ligne de transmission. Les résonances sont réparties sur la ligne en fonction de la fréquence. Dans l’idéal, on cherche à avoir des résonances suffisamment éloignées les unes des autres pour qu’elles ne puissent pas interagir entre elles. Dans ce but, la capacité $C(\epsilon)$ est utilisée pour ajuster au mieux la position de chaque résonateur (équation 5.1). L’électronique de lecture NIKEL permet de générer 400 fréquences d’excitation sur une bande de 500 MHz. Ainsi, avec *NIKA*, il est possible *a priori* de lire jusqu’à 400 détecteurs avec seulement deux câbles entrant dans le cryostat. Pour cela, on dit que les KIDs sont intrinsèquement multiplexés en fréquence, ce qui leur donne un avantage majeur par rapport aux autres détecteurs dans le contexte de la fabrication de grandes matrices de détecteurs. En effet, les contraintes cryogéniques des détecteurs millimétriques limitent le nombre d’entrées et sorties pour les lire. En pratique, il est nécessaire que la largeur des résonances soit très inférieure à 1.25 MHz et que leur position soit bien contrôlée. La figure 5.4 de droite donne l’amplitude de S_{21} en fonction de la fréquence d’excitation. On verra au chapitre 7 que ce point limite le nombre de détecteurs utilisés avec *NIKA* pour une seule électronique de lecture.

5.1.3 Photométrie

L’utilisation des KIDs pour les observations astrophysiques nécessite une photométrie précise. Cela impose deux conditions :

- La linéarité des détecteurs doit être vérifiée sur la gamme de puissance optique d'intérêt. Elle est dominée par l'émission de l'atmosphère dans la quasi-totalité des cas à Pico Veleta, avec une température Rayleigh-Jeans allant de quelques dizaines à une centaine de Kelvin.
- En pratique, la ligne de transmission ne peut pas être monitorée en permanence durant les observations. Afin d'estimer le décalage des fréquences de résonance de chaque KID en fonction du temps³, $\delta f_0(t)$, la mesure de la fonction de transfert autour d'une fréquence de référence (proche de la résonance) est utilisée pour reconstruire le décalage de la fréquence de résonance. Il est alors nécessaire que cette reconstruction, que l'on va décrire et étudier dans la suite, ne soit pas biaisée.

Mesure de la linéarité des KIDs Afin de démontrer la linéarité des détecteurs, nous effectuons un scan en fréquence de la ligne de transmission pour différentes températures de l'arrière-plan. Nous sommes dans la limite Rayleigh-Jeans avec $h\nu \gg k_B T_{bg}$ puisque $\nu > 100$ GHz et $T_{bg} > 50$ K soit $\frac{h\nu}{k_B T_{bg}} > 0.1$. Ainsi, la température de l'arrière-plan est directement proportionnelle au flux reçu par les détecteurs. La figure 5.4 donne la mesure de la position de la fréquence de résonance en fonction de la température de l'arrière-plan pour sept KIDs entre 50 et 300 K. On représente également le pourcentage de non-linéarité sur toute la gamme de mesure défini comme la variation de fréquence normalisée par la variation attendue d'après l'ajustement linéaire des données. Les non-linéarités n'excèdent pas 3% sur une gamme de mesure plus grande d'un facteur ~ 10 que celle attendue sur le ciel dans des conditions standards. La linéarité intrinsèque des détecteurs est donc validée. La figure 5.4 donne également l'exemple de la ligne de transmission pour une matrice de KIDs à une température donnée de l'arrière-plan. Chaque résonance correspond à un détecteur qui se déplace vers la gauche lorsque le flux reçu augmente.

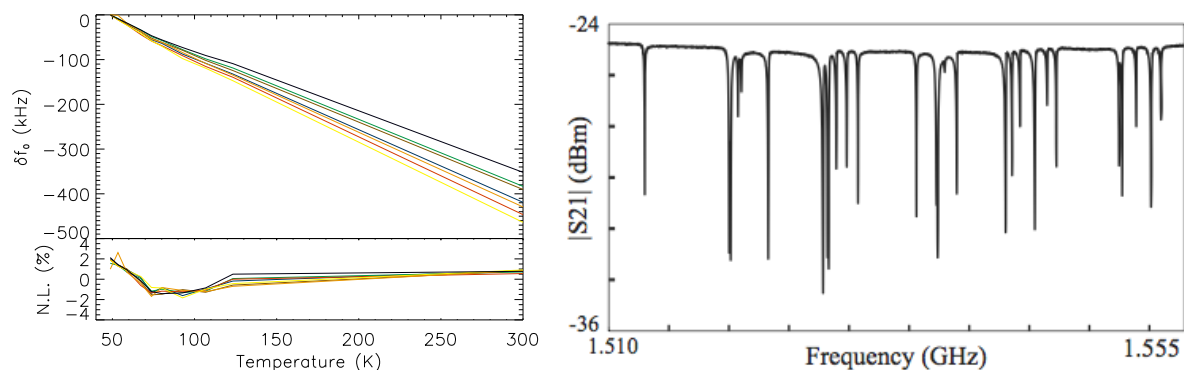


Figure 5.4 – **Gauche** : fréquence de résonance en fonction de la température de l'arrière-plan. Chaque couleur correspond à un KID. On donne également le pourcentage de non-linéarité observé, $N.L.$, tel que décrit dans le texte. **Droite** : scan de la ligne de transmission d'une matrice de KID en fonction de la fréquence d'excitation. Extrait de [Monfardini et al., 2010].

Reconstruction du décalage de la fréquence de résonance Le décalage de la fréquence de résonance des détecteurs est reconstruit en comparant la réponse de leur fonction de transfert à la puissance incidente, par rapport à celle induite par une modulation connue de la fréquence à laquelle la fonction de transfert est mesurée [Calvo et al., 2012]. Cette procédure est détaillée ci-après. La fonction de transfert est échantillonnée à la résonance de chaque détecteur k à haute fréquence, par exemple 880 Hz, ce qui donne la partie réelle et imaginaire $i_k(t)$ et $q_k(t)$ de la

3. Le signal sur le ciel est, en pratique, balayé (ou "scanné") en fonction du temps, tel que décrit au chapitre

ligne à la fréquence de l'excitation, en fonction du temps. La fréquence d'excitation générée par l'oscillateur local, f_{LO}^k , tombe dans la résonance du KID k et est modulée de sorte qu'elle prenne alternativement les valeurs $f_-^k = f_{\text{LO}}^k - \delta f_{\text{LO}}/2$ et $f_+^k = f_{\text{LO}}^k + \delta f_{\text{LO}}/2$. La quantité δf_{LO} est typiquement de quelques kHz. Les échantillons à 880 Hz sont ensuite moyennés afin de calculer $I(t)$ et $Q(t)$ sur $N_m = 40$ points (soit 22 Hz pour 880 Hz initialement) ainsi que la moyenne des différences entre les échantillons mesurés à f_- et f_+ , $\delta I(t)$ et $\delta Q(t)$. Quatre quantités sont ainsi formées en fonction du temps, $I(t)$, $Q(t)$, $\delta I(t)$ et $\delta Q(t)$, tel que

$$\begin{cases} I = \sum_{p=1}^{N_m} i_p \\ Q = \sum_{p=1}^{N_m} q_p \\ \delta I = \sum_{p=1}^{N_m/2} i_{2p} - i_{2p-1} \\ \delta Q = \sum_{p=1}^{N_m/2} q_{2p} - q_{2p-1} \end{cases} \quad (5.9)$$

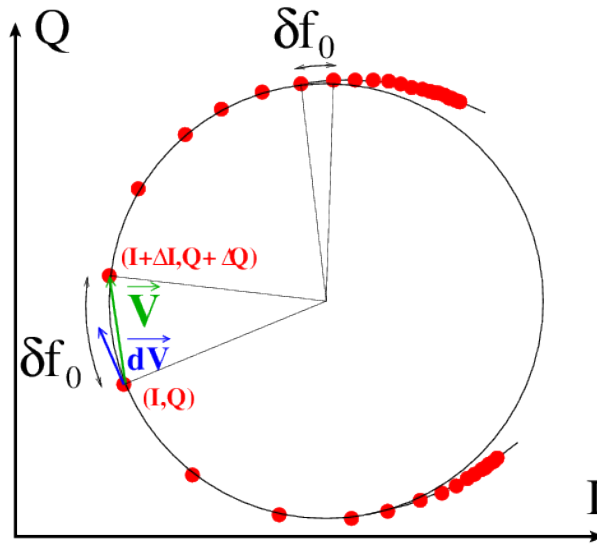


Figure 5.5 – Représentation schématique de la reconstruction du décalage de la fréquence de résonance dans le plan complexe I - Q . Les vecteurs \vec{V} et $d\vec{V}$ sont représentés en vert et bleu respectivement. Le changement de fréquence de résonance entre chaque point rouge est constant, mais la distance entre eux ne l'est pas dans le plan complexe. La fréquence de résonance est reconstruite à partir de la modulation qui est connue et sert de référence localement dans le plan complexe.

La figure 5.5 représente une résonance dans le plan complexe I - Q . Les points rouges donnent I et Q une fois moyennés pour une fréquence d'excitation donnée, à intervalle δf_0 constant entre les points, bien que la distance entre les points ne soit pas constante dans le plan. On définit les vecteurs $\vec{V} = (\Delta I, \Delta Q)$ et $d\vec{V} = (\langle \delta I \rangle_{50}, \langle \delta Q \rangle_{50})$, où ΔI et ΔQ sont les différences de I et Q pour deux points consécutifs, et $\langle \cdot \rangle_{50}$ signifie que l'on a moyenné les quantités considérées sur 50 points précédent et suivant la valeur en question. Dans le cas où les différences entre deux points consécutifs sont petites, δf_0 est alors proportionnel à la projection du vecteur \vec{V} sur l'axe dirigé par $d\vec{V}$, et donné par $\frac{d\vec{V} \cdot \vec{V}}{|d\vec{V}|}$. En normalisant cette quantité par la variation de I et Q par rapport à l'oscillation connue, $\left| \left(\frac{dI}{df}, \frac{dQ}{df} \right) \right| \equiv \frac{|d\vec{V}|}{\delta f_{\text{LO}}}$, on peut mesurer la différence de décalage de

fréquence de résonance entre deux échantillons comme

$$\Delta(\delta f_0^{\text{meas}}) = \delta f_{\text{LO}} \frac{\overrightarrow{dV} \cdot \overrightarrow{V}}{|\overrightarrow{dV}|^2} = \delta f_{\text{LO}} \frac{\Delta I < \delta I >_{50} + \Delta Q < \delta Q >_{50}}{< \delta I >_{50}^2 + < \delta Q >_{50}^2}. \quad (5.10)$$

Le décalage de la fréquence de résonance en fonction du temps est ensuite calculé en intégrant les différences entre les échantillons consécutifs,

$$\delta f_0^{\text{meas}}(t) = \sum_{t^*=0}^t \Delta(\delta f_0^{\text{meas}})(t^*). \quad (5.11)$$

5.2 Simulation instrumentale

5.2.1 Modèle de résonateur

On se propose ici de modéliser la fonction de transfert d'un résonateur afin de simuler son comportement par la suite en présence de bruit et de puissance optique incidente. Pour cela, on adopte la paramétrisation proposée par [Grabovskij *et al.*, 2008],

$$S_{21}(f) = \frac{2Z_{\text{res}}Z_0}{Z_{\text{res}}(2Z_0 + j(X_1 + X_2)) + (Z_0 + jX_1)(Z_0 + jX_2)}, \quad (5.12)$$

avec

$$Z_{\text{res}} = \frac{Z_0 Q_e}{2Q_i} \left(1 + 2jQ_i \frac{f_0 - f}{f_0} \right). \quad (5.13)$$

Les paramètres X_1 , X_2 et Z_0 sont des impédances qui rendent compte des connexions entre les éléments du circuit ; Q_i est le facteur de qualité intrinsèque au résonateur et Q_e un facteur de qualité externe qui tient compte du couplage avec l'électronique de lecture. On ajoute également un décalage explicite du centre de la résonance dans le plan complexe qui représente la fonction de transfert du système sans résonance,

$$\begin{aligned} I_{21} &= \mathcal{Re}(S_{21}) + I_c \\ Q_{21} &= \mathcal{Im}(S_{21}) + Q_c. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Afin de déterminer les paramètres des KIDs, on mesure les quantités I et Q pour différentes valeurs de f autour de f_0 . On ajuste alors les données I et Q simultanément avec le modèle donné par l'équation (5.12) et on obtient les paramètres associés au KID. Le grand nombre de paramètres impose d'avoir une bonne connaissance préalable de la valeur de certains d'entre eux, on peut en l'occurrence fixer $Z_0 = 50 \, \Omega$ et $X_1 = X_2 = 3 \, \Omega$. La figure 5.6 donne l'exemple pour une résonance de I , Q ainsi que le plan $I - Q$, en rouge, pour différentes valeurs de f autour de f_0 , ainsi que l'ajustement des données en vert. On voit que les points de mesure décrivent un cercle dans le plan $I - Q$, représenté en bleu, autour du centre (I_c, Q_c) . On définit donc ici $\phi = \text{atan}\left(\frac{Q - Q_c}{I - I_c}\right) + \phi_0$ avec ϕ_0 tel que $\phi(f = f_0) = 0$. L'ajustement donne dans ce cas $f_0 = 1.2730074 \, \text{GHz}$, $Q_e \simeq 5.2 \times 10^4$ et $Q_i \simeq 1.9 \times 10^5$.

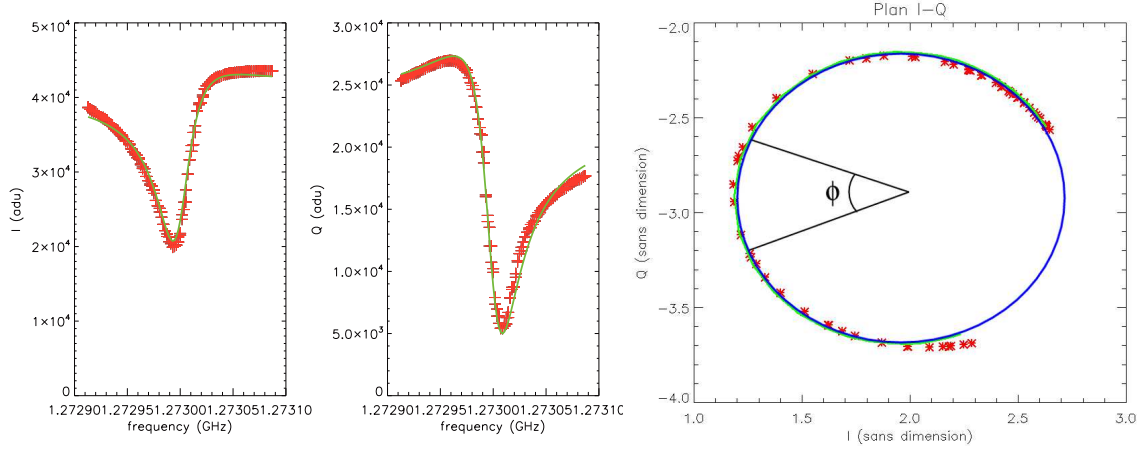


Figure 5.6 – Ajustement d’une résonance (vert) sur les données d’un KID (rouge). **Gauche** : ajustement de I en fonction de la fréquence. **Centre** : ajustement de Q en fonction de la fréquence. **Droite** : représentation de l’ajustement dans le plan I - Q .

5.2.2 Ligne de transmission

Puisque une matrice de détecteurs revient à la juxtaposition de plusieurs KIDs sur une même ligne de transmission, sa fonction de transfert totale est donnée par

$$S_l(f) = A_l(f)e^{j\theta_l(f)} \times \prod_{k=1}^{N_k} S_{12,k}(f; \vec{p}_k) \quad (5.15)$$

où les termes $A_l(f)$ et $e^{j\theta_l(f)}$ donnent une dépendance en fréquence de la ligne de transmission à la fonction de transfert totale. Les paramètres de chaque détecteur sont condensés dans les vecteurs \vec{p}_k . En utilisant l’ajustement d’un détecteur typique, on peut simuler le comportement d’une matrice. On obtient la ligne de transmission donnée sur la figure 5.7. Le lien avec la puissance optique reçue est fait à travers f_0 pour chaque KID.

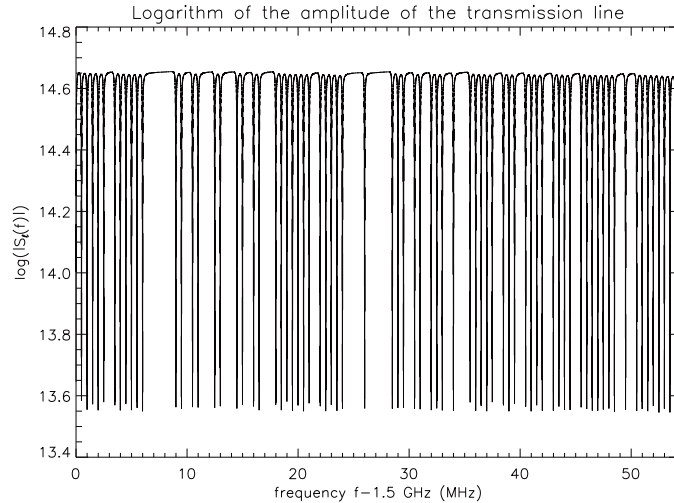


Figure 5.7 – Simulation de la fonction de transfert de la ligne de transmission d’une matrice de KIDs.

5.2.3 Impact de la charge optique sur les détecteurs

Il est important de noter que la méthode de reconstruction de la fréquence de résonance peut être dégradée dans certaines situations. D'abord, elle suppose que les sources observées sont faibles, autrement le non-alignement entre les vecteurs \vec{V} et \vec{dV} devient trop grand, *i.e.* la charge optique induit un décalage tel que l'excitation de la fonction de transfert se fait significativement loin du centre de la résonance. Ensuite, les données temporelles sont construites en intégrant de petites différences. Des changements brutaux durant les observations peuvent conduire à un biais dans la méthode. Finalement, les pertes dans le supraconducteur augmentent avec l'illumination. Cela a pour effet de réduire le rayon des cercles associés aux résonances dans le plan I - Q .

L'effet de la saturation est illustré sur des données réelles dans le cas de l'observation de Jupiter sur la figure 5.8. La planète est assimilée à un disque extrêmement brillant d'environ 30 arcsec de diamètre. Elle est scannée de gauche à droite par quelques détecteurs. Le flux reçu sur les détecteurs augmente progressivement à cause des ailes du lobe optique, puis est maximal, pour enfin diminuer à nouveau progressivement de manière symétrique par rapport à l'augmentation. En pratique, on observe que le décalage de la fréquence de résonance reconstruite diminue comme attendu, mais atteint une limite à environ 4 secondes ou le flux semble diminuer à nouveau. Cet effet apparaît lorsque les vecteurs \vec{V} et \vec{dV} sont de direction opposée, mais l'effet de saturation et de mauvaise reconstruction du flux a lieu avant cette limite critique. On remarque également que la ligne temporelle n'est pas symétrique du fait de la mesure cumulative. La figure de gauche, qui montre les résonances dans le plan I - Q , permet de vérifier que les résonances sont échantillonnées loin de la fréquence de résonance avec une courbure observée importante.

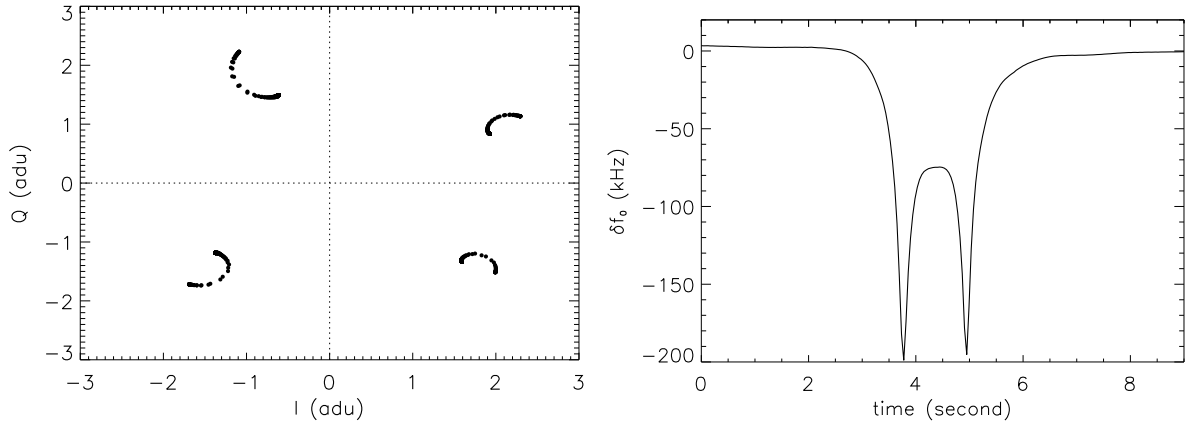


Figure 5.8 – **Gauche** : quatre résonances représentées dans le plan I - Q lors de l'observation de Jupiter (un scan de la planète à élévation constante). **Droite** : décalage de la fréquence de résonance reconstruite, $\Delta(f_0^{\text{meas}})$, pour un détecteur observant Jupiter.

Afin de quantifier la validité de la méthode de reconstruction de la fréquence de résonance, on se propose de simuler les observations de sources ponctuelles de flux différents et pour différentes vitesses de défilement de la source devant les détecteurs, v_s (pour tester la robustesse aux variations brutales de flux). La comparaison entre le décalage de fréquence de résonance reconstruit, $\delta f_0^{\text{meas}}(t)$, et attendu, $\delta f_0^{\text{exp}}(t)$, permet de valider la photométrie en utilisant deux

quantités :

$$\begin{cases} \xi_{\text{amp}} = \frac{\max(\delta f_0^{\text{meas}}(t))}{\max(\delta f_0^{\text{exp}}(t))} \\ \xi_{\text{int}} = \frac{\int \delta f_0^{\text{meas}}(t) dt}{\int \delta f_0^{\text{exp}}(t) dt} \end{cases} \quad (5.16)$$

La première, permet de tester la photométrie instantanément au pic d'émission d'une source, alors que la deuxième quantifie les dérives sur de longues durées. Dans le cas d'une photométrie parfaite, on attend que ξ_{int} et ξ_{amp} soient proches de l'unité. La figure 5.9 représente les valeurs de ξ_{int} et ξ_{amp} dans le plan $\left(\log\left(\frac{v_s}{1 \text{ arcsec.s}^{-1}}\right), \log\left(\frac{\max(\delta f_0^{\text{exp}}(t))}{1 \text{ Hz}}\right) \right)$. Les vitesses de scan typique au télescope étant de 20 arcsec s^{-1} , le flux reconstruit est en accord à 1% près avec le flux attendu pour la quasi-totalité des flux des sources observées. Pour les planètes comme Uranus ou Neptune (qui serviront de calibres dans les chapitres suivants), où $\max(\delta f_0^{\text{exp}}(t))$ est de l'ordre de quelques kHz, la photométrie reste précise à quelques pourcents près. On notera cependant que ces résultats ont été obtenus avec un modèle ajusté sur des détecteurs utilisés avant le Run4, très différents en terme de performance de ceux utilisés aujourd'hui dans *NIKA*.

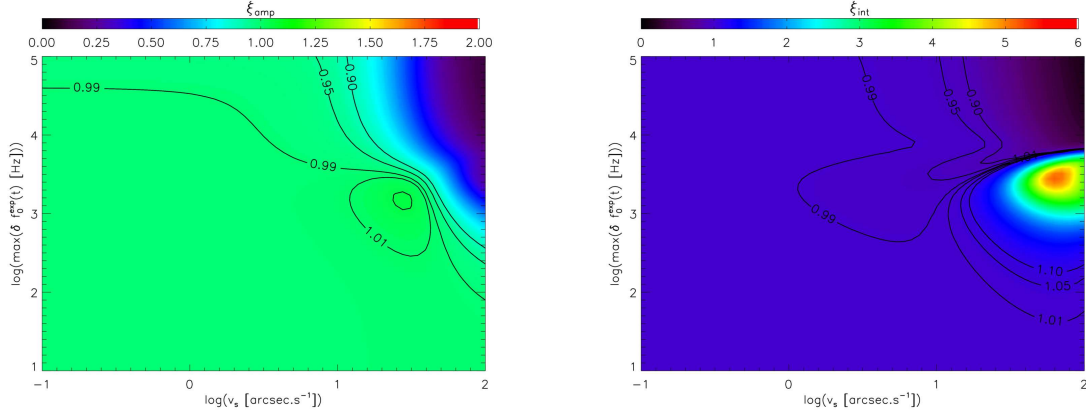


Figure 5.9 – Paramètres de reconstruction du signal dans le plan vitesse de balayage de la source – maximum du signal. **Gauche** : rapport entre le pic du signal mesuré sur une source et celui attendu, ξ_{amp} . **Droite** : rapport entre l'intégrale du signal mesurée et celle attendue, ξ_{int} . Les paramètres ξ_{amp} et ξ_{int} indiquent tous les deux que la reconstruction du signal est valide à moins de 5% près dans la région d'intérêt (un écart à 1 de moins de 5%), c'est-à-dire pour une vitesse de scan inférieure à environ 50 arcsec s^{-1} et une amplitude du signal inférieure à environ 10^3 Hz .

5.3 Conclusions

Les KIDs sont des détecteurs de nouvelle génération adaptés à une utilisation dans des grandes matrices de récepteurs, telles que l'impose le développement futur de l'astronomie millimétrique, que ce soit au sol ou dans de futurs satellites. Leur principe de fonctionnement a été détaillé dans ce chapitre. Les données issues d'expériences menées en laboratoire ont été utilisées pour vérifier la linéarité intrinsèque des détecteurs, caractériser leur réponse optique et tester la méthode de reconstruction de la fréquence de résonance comme sonde de la puissance optique. Les KIDs sont adaptés à des conditions d'utilisation telles que celles offertes par le télescope de

30 mètres de l'IRAM. Ces détecteurs apparaissent alors à ce stade comme très prometteurs pour le futur. Dans les chapitres suivants, nous verrons qu'en effet, les KIDs sont déjà compétitifs en comparaison des détecteurs plus traditionnels, et ce, malgré leur développement beaucoup plus récent.

6

Observations au télescope et analyse en temps réel

Sommaire

6.1	Stratégie de balayage et données ordonnées en temps	71
6.2	Procédure de <i>tuning</i>	73
6.3	Mesure de l'opacité	74
6.4	Reconstruction du plan focal et étalonnage de la réponse optique des KIDs	74
6.5	Focalisation du télescope	77
6.6	Correction de pointage	78
6.7	Résumé et conclusions	79

Nous allons à présent considérer que *NIKA* est installé au foyer du télescope de 30 mètres de Pico Veleta. Nous disposons de deux matrices de KIDs, telles que décrites dans les deux chapitres précédents et qui permettent l'observation du ciel à 150 et 260 GHz. Ce chapitre porte sur la façon dont se déroulent les observations au télescope en pratique. Nous commencerons par détailler les stratégies de balayage employées puisqu'elles jouent un rôle fondamental dans la capacité de *NIKA* à reconstruire le signal astrophysique aux grandes échelles angulaires, capital pour l'effet SZ. La mesure et la correction de l'absorption atmosphérique seront brièvement discutée, puis nous insisterons sur la reconstruction du plan focal, une étape clef pour les instruments à base de matrices de KIDs. Nous verrons enfin comment le télescope est ajusté en temps réel en termes de focalisation et de pointage, brièvement introduits au chapitre 4. Le travail de thèse présenté ici a contribué au développement de la chaîne d'analyse des données (détaillée au chapitre 7). Une partie des modules a été utilisée pour le traitement des données en temps réel qui fait l'objet de ce chapitre.

6.1 Stratégie de balayage et données ordonnées en temps

Afin de mesurer un signal astrophysique avec *NIKA*, il est nécessaire de le moduler en fonction du temps. En effet, l'émission thermique de l'atmosphère n'est pas connue précisément. Les fluctuations atmosphériques peuvent être soustraites comme décrit au chapitre 7, mais la méconnaissance de sa brillance absolue interdit la reconstruction d'un niveau zéro sur le ciel. De plus, la méthode utilisée pour reconstruire le décalage de la fréquence de résonance des détecteurs

n'est pas sensible à la position absolue des résonances, mais seulement à leur décalage par rapport à une valeur de départ arbitraire. *NIKA* est donc utilisé en modulant le signal astrophysique via une stratégie de balayage (ou "scan") sur le ciel. Le choix de la stratégie de scan a une importance capitale pour la mesure les grandes échelles angulaires sur le ciel. En effet, les échelles plus grandes que la taille du scan n'étant pas modulées, elles ne sont pas mesurées puisqu'elles ne sont pas distinguables du niveau zéro de la brillance sur le ciel. Contrairement à d'autres instruments dont le champ de vue est plus petit, la modulation de la direction de pointage (par le *wobbler*) n'est pas utilisée. *NIKA* est employé avec trois stratégies de scan représentées sur la figure 6.1. Ces scans s'ajoutent au déplacement de la source qui tourne avec le ciel et qui est suivie simultanément par le télescope :

- Les croix sont utilisées pour corriger des erreurs de la reconstruction du pointage du télescope comme décrit à la section 6.6. Il s'agit de deux lignes droites selon l'azimut puis l'élévation.
- Les lissajous consistent en la composition de deux sinusoïdes de fréquences différentes en fonction du temps, en azimut et en élévation. Ce type de scan est utilisé pour corriger le pointage et le focus, ainsi que pour cartographier des sources très peu étendues puisqu'ils présentent l'avantage de passer un maximum de temps sur une petite région du ciel.
- Les OTF (pour *On The Fly* en anglais) consistent en une série de subscans parallèles formant des lignes droites sur le ciel. Ils peuvent être faits selon l'azimut, l'élévation, ou directement en coordonnées équatoriales. Ils sont utilisés pour mesurer la géométrie des matrices (*i.e.* reconstruction de la position des KIDs dans le plan focal, voir section 6.4) et pour la cartographie de sources étendues.

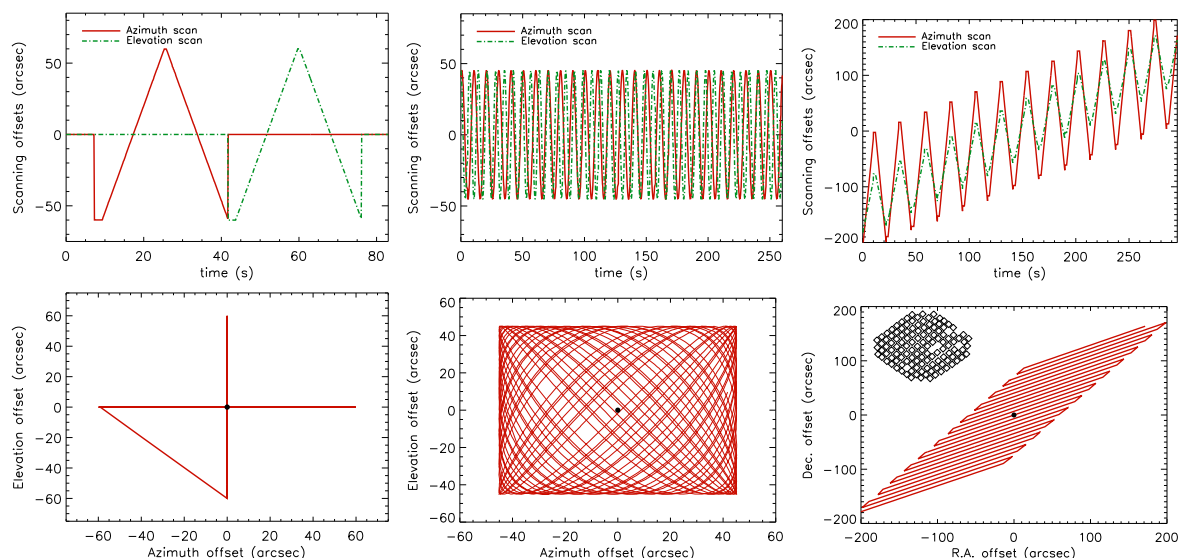


Figure 6.1 – Illustration des trois types de stratégies de scan employées. En haut, la trajectoire du centre des matrices sur le ciel est représentée en fonction du temps pour l'azimut (rouge) et l'élévation (vert). En bas la trajectoire est donnée dans le plan azimut-élévation. De gauche à droite, nous avons une croix, un lissajous, et un OTF orienté directement en coordonnées équatoriales. L'empreinte de la position des détecteurs d'une matrice à 150 GHz est représentée sur le scan de l'OTF pour comparaison.

Au fur et à mesure que le télescope se déplace sur le ciel, les données ordonnées en temps (TOI pour *Time Ordered Information*) sont enregistrées. Le logiciel d'acquisition fournit des données

de pointage, telles que celles représentées sur la figure 6.1, et celles des KIDs. Les quantités I , Q , δI et δQ (équation 5.9) sont utilisées pour reconstruire le décalage de la fréquence de résonance de chaque détecteur, $\delta f_0^{\text{meas}}(t)$, tel que décrit au chapitre 5. La figure 6.2 donne l'exemple de TOIs pour trois détecteurs lors de l'observation d'une source ponctuelle forte : Uranus. La dérive basse fréquence est due à l'atmosphère et les pics négatifs correspondent au passage des détecteurs sur la planète, avec un scan de type OTF. Les pics sont négatifs pour la quantité δf_0 mais positifs en terme de flux.

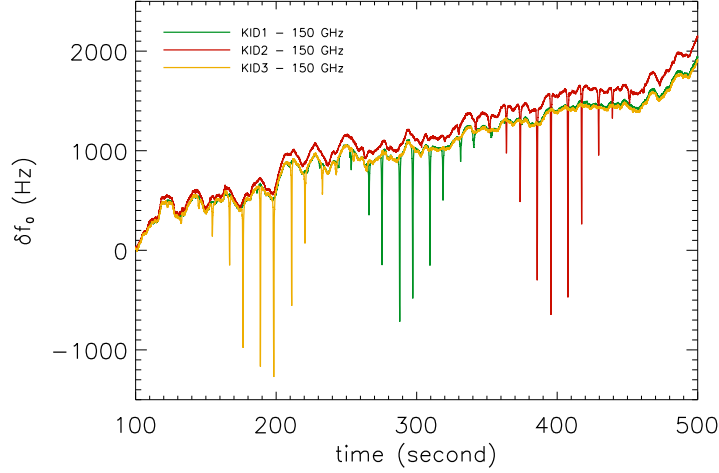


Figure 6.2 – Portion de TOI brute pour trois détecteurs à 150 GHz passant sur Uranus pour un scan OTF en azimuth de $420'' \times 220''$ avec des pas de $4''$ entre les subscans.

Les plus grandes échelles mesurables sur le ciel, selon une direction donnée et avant une quelconque soustraction du bruit atmosphérique, correspondent alors à la longueur du scan selon cette direction. Si la géométrie de la source cible est connue à l'avance, il est préférable de scanner selon les directions pour lesquelles son flux varie le plus rapidement afin que le signal soit concentré à haute fréquence dans les TOI, c'est-à-dire là où le bruit atmosphérique est le plus faible. Par exemple, un filament devra être scanné perpendiculairement à son axe principal. C'est le cas de l'OTF représenté sur la figure 6.1, où la source est un filament orienté d'en bas à gauche vers en haut à droite. L'importance de la stratégie de scan pour la réduction des données sera rediscutée au cours du chapitre 7.

6.2 Procédure de *tuning*

La dérive lente due à l'atmosphère est suffisante pour que la position des fréquences d'excitation injectées par l'électronique s'écarte significativement de la résonance par rapport à sa largeur, pouvant causer des pseudos non-linéarités et une perte de sensibilité. Pour éviter ce type de problème, une procédure dite de *tuning* a été développée afin de recentrer les fréquences d'excitation sur leur résonance entre chaque scan [Catalano *et al.*, 2014b]. On définit l'angle $\vartheta = \pi/2 - \phi$, où ϕ est l'angle entre les vecteurs (I, Q) et (dI, dQ) dans le plan complexe. Au passage à la résonance, ϑ s'annule et change de signe (on pourra se référer à la figure 5.5). La courbe $\vartheta(f)$ est relativement linéaire autour de la résonance. Ainsi, en corrigeant itérativement la position des fréquences d'excitation par une estimation locale du zéro de la résonance, $\frac{\vartheta}{d\vartheta/df}$, les résonances sont recalées à leur position de fonctionnement optimale très rapidement. Cette méthode remplace le scan complet de la ligne de transmission, très coûteux en temps, qui était

effectué avant le Run5 de novembre 2012.

6.3 Mesure de l'opacité

L'opacité de l'atmosphère atténue le signal astrophysique d'un facteur $\exp(-\tau/\sin(\delta))$, où τ est l'opacité au zénith et δ l'élévation de la source observée. D'autre part, l'atmosphère est responsable d'une émission thermique reliée à l'opacité telle que la position absolue d'une résonance est donnée par

$$(f_0)_k = (f_0^{\text{ini}})_k + C_k T_{\text{atm}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\sin(\delta)}\right) \right]. \quad (6.1)$$

Le paramètre $(f_0^{\text{ini}})_k$ donne la position de la résonance k pour une puissance optique incidente nulle, C_k représente la réponse optique des détecteurs en Hz/K, et T_{atm} donne la température de l'atmosphère. La procédure adoptée par *NIKA* consiste à étalonner la position absolue des résonances en fonction de la charge optique. Pour cela, un scan en élévation est effectué par paliers successifs au cours desquels la position absolue des résonances est mesurée grâce à la procédure de *tuning*. L'ajustement de ces données permet d'obtenir les coefficients $(f_0^{\text{ini}})_k$ et C_k ainsi que l'opacité du scan en question, τ . Puisque les paramètres $(f_0^{\text{ini}})_k$ et C_k sont des propriétés intrinsèques des détecteurs et que $(f_0)_k$ est connue à chaque instant, l'équation 6.1 peut être inversée pour n'importe quel scan afin d'obtenir l'opacité correspondante

$$\tau_{\text{scan}} = -\sin(\delta) \ln \left(1 - \frac{(f_0)_k - (f_0^{\text{ini}})_k}{C_k T_{\text{atm}}} \right). \quad (6.2)$$

L'opacité permet ensuite de corriger les TOIs en les multipliant par $\exp(\tau_{\text{scan}}/\sin(\delta))$. La précision de cette correction est estimée à 5% à 260 GHz et 6.5% à 150 GHz [Catalano et al., 2014b].

On notera que l'IRAM dispose d'un tau-mètre utilisé par les autres expériences pour corriger de l'opacité, ainsi que *NIKA* pour les campagnes précédentes le Run5. Dans ce cas, l'opacité est mesurée par un instrument dédié qui effectue des scans en élévation en continu selon une direction en azimut fixe, à 225 GHz. Cependant, elle doit être extrapolée à la fréquence d'observation et n'est pas mesurée à la position de la source observée, ce qui rend cette correction significativement moins précise que celle adoptée avec *NIKA*.

6.4 Reconstruction du plan focal et étalonnage de la réponse optique des KIDs

Les KIDs sont multiplexés en fréquence et la position des résonances sur la ligne de transmission n'est que partiellement maîtrisée lors de la fabrication des matrices. Chaque résonance doit alors être identifiée à une position sur le plan focal. De plus, bien que l'alignement de *NIKA* soit fait avant de démarrer les observations, la position du plan focal lui-même et son centre de rotation doivent être ajustés précisément par rapport au ciel. Cette opération est faite en réalisant une carte par détecteur d'une source ponctuelle forte, typiquement Uranus. Une carte par détecteur est alors obtenue dans les coordonnées de la cabine, en unité de décalage de la fréquence de résonance. L'ajustement gaussien de chaque carte M_k par

$$M_k(x, y) = (\delta f_0^{\text{max}})_k \exp \left(-\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma_k^2} \right), \quad (6.3)$$

renseigne sur :

- La position de chaque détecteur, *i.e.* résonance, sur le plan focal, (x_k, y_k) , par rapport à celle d'un détecteur de référence choisi proche du centre de la matrice à 150 GHz, (x_0, y_0) .
- Une mesure de la réponse optique des détecteurs, $(\delta f_0^{\max})_k$, c'est-à-dire la correspondance entre le décalage de la fréquence de résonance d'un détecteur par rapport au flux connu de la source observée. Cette étape est effectuée en intégrant une correction de l'opacité au préalable. Grâce à ces coefficients, nous obtenons dès à présent des données pré-étalonnées pour les sources ponctuelles.
- Une première mesure du lobe, de largeur σ_k , supposé gaussien, de chaque détecteur (il est également possible de mesurer l'ellipticité des lobes).
- Une première identification des mauvais détecteurs, en particulier de ceux souffrant de chevauchements des résonances qui apparaissent comme des lobes doubles sur les cartes, et donc appelés "doubles". Les doubles sont beaucoup plus nombreux à 260 GHz puisque le nombre de résonances est plus élevé. Certaines fréquences d'excitation sont également placées volontairement hors résonance pour échantillonner la ligne de transmission elle-même et ne sont pas sensibles à la lumière.

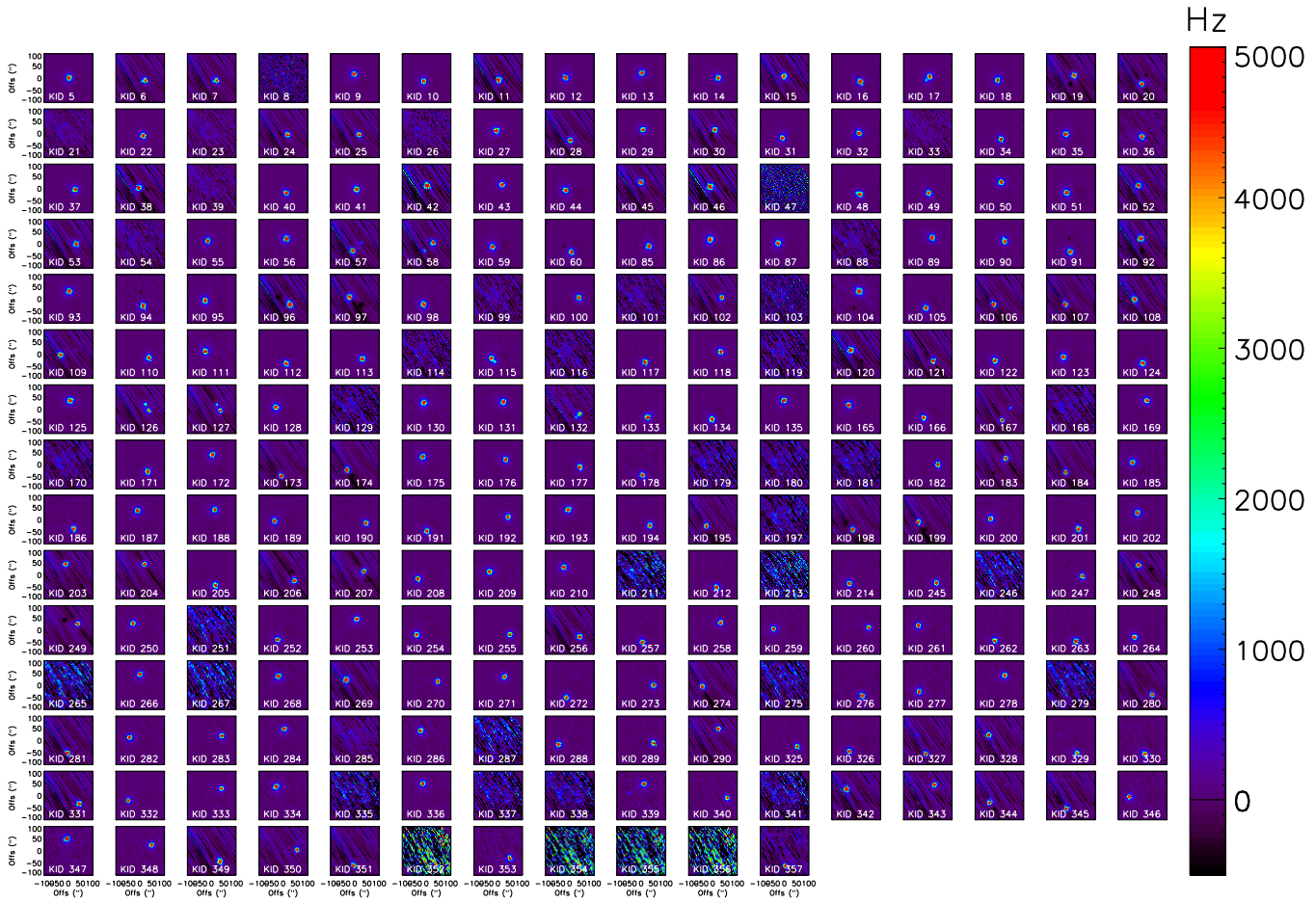


Figure 6.3 – Cartes par KIDs (*Uranus*) utilisées pour la reconstruction du plan focal pour la matrice à 260 GHz. Les détecteurs pour lesquels aucune source n'est visible sont hors résonance. Nous remarquerons que certains détecteurs sont doubles, par exemple les paires 57–58 et 126–127. A noter que les cartes sont saturées à une valeur de 5000 Hz ici.

Les cartes par détecteurs réalisées sur Uranus peuvent être observées sur la figure 6.3 pour la matrice à 260 GHz. Ces cartes conduisent aux positions des détecteurs sur le plan focal, telles que celles données par la figure 6.4 dans le cas du Run6, ainsi qu’aux distributions associées au lobe et à la réponse optique des détecteurs. Il est à noter ici que de façon générale, la matrice à 150 GHz est beaucoup plus homogène que la matrice à 260 GHz, ce qui est visible sur le plan focal, mais également sur la distribution de la réponse optique¹. Bien que celle-ci soit plus importante à 260 GHz², nous verrons que le bruit l’est d’autant plus et que par conséquent la matrice *NIKA* à cette longueur d’onde est moins sensible qu’à 150 GHz. Dès à présent, la largeur à mi-hauteur observée des lobes (supposés gaussiens) est typiquement de 12 et 18 arcsec à 260 et 150 GHz, respectivement. La précision estimée sur la reconstruction de la position des détecteurs est de 3.4 et 3.2 arcsec (déviatiion standard) à 260 et 150 GHz, à partir de la comparaison des cartes par détecteurs faites au cours d’une campagne.

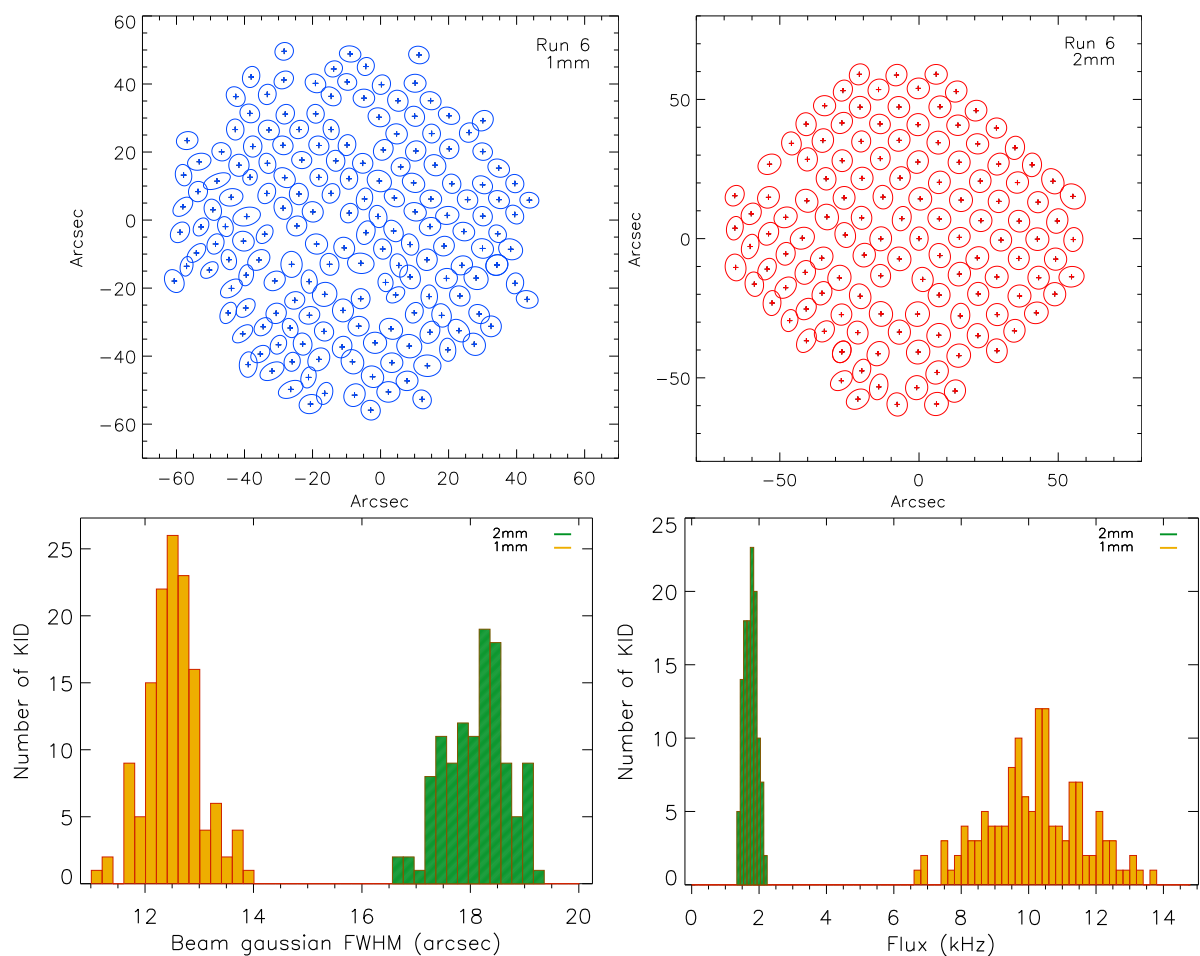


Figure 6.4 – **Haut** : image du plan focal obtenue pour le Run6 à 260 GHz à gauche et 150 GHz à droite. Extrait de [Catalano et al., 2014b]. **Bas** : distribution de la FWHM du lobe par détecteur à gauche, et de la réponse optique sur Uranus à droite.

1. Ces différences entre les bandes à 150 et 260 GHz sont essentiellement dues à des raisons d’optimisation instrumentale.

2. Le décalage de la fréquence de résonance est plus grand pour un même flux.

6.5 Focalisation du télescope

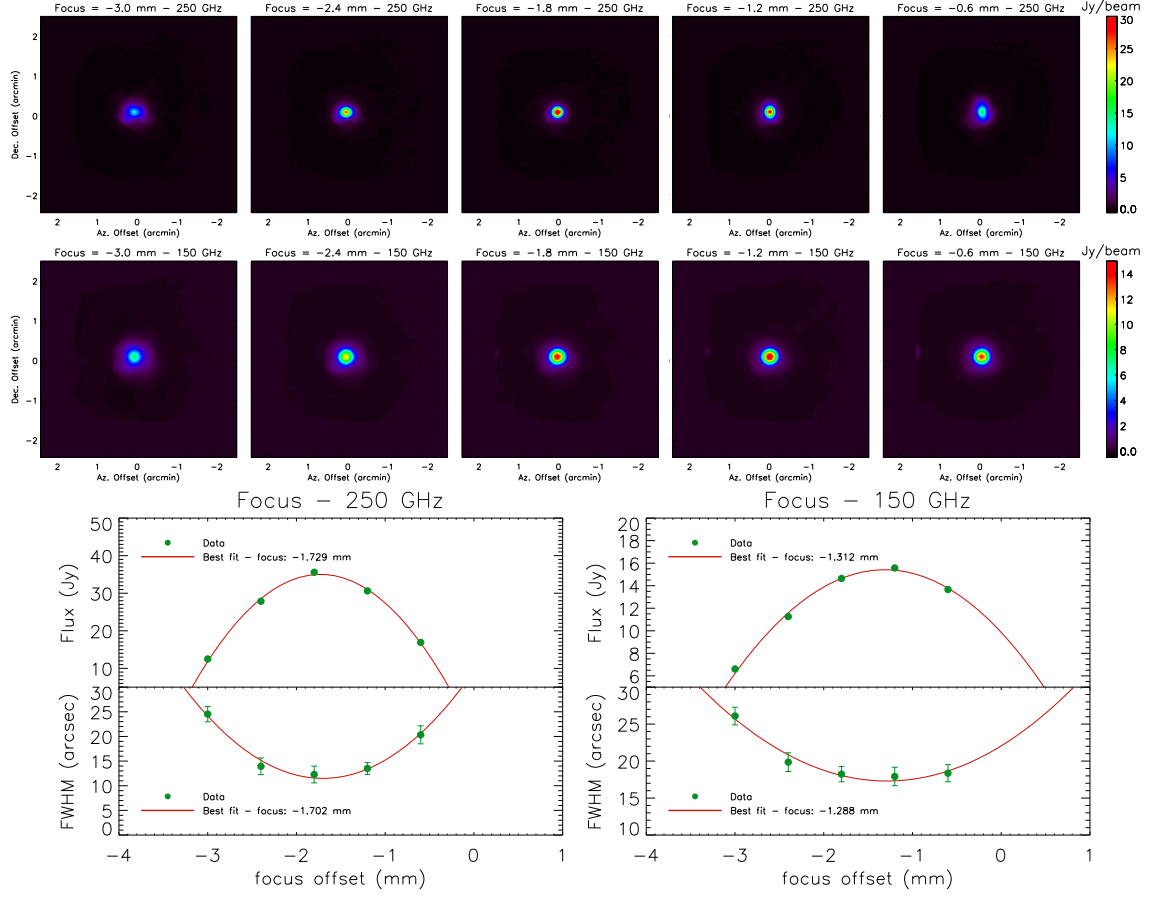


Figure 6.5 – Procédure de focus de type lissajous réalisée sur Uranus. Les cartes sont obtenues pour des valeurs croissantes du focus de gauche à droite, avec en haut celles pour 260 GHz et en bas 150 GHz. L’ajustement du focus est fait sur les figures du bas avec à gauche celui pour 260 GHz et à droite 150 GHz. On notera que les cartes sont saturées à 30 et 15 Jy/beam à 260 et 150 GHz respectivement.

Afin de coupler *NIKA* au télescope, il est nécessaire que les matrices soient placées dans le plan focal. Pour contrôler et optimiser ce réglage, la position du miroir secondaire peut être modifiée selon l’axe optique. Cinq cartes successives d’une source forte, par exemple Uranus, sont réalisées avec cinq valeurs différentes de la position du secondaire, et donc de focus foc . Les cartes sont faites avec des lissajous de 1 arcmin et durant 1 minute chacune. L’ajustement gaussien de la carte obtenue donne la largeur à mi-hauteur et le flux mesuré pour chaque carte. La valeur optimale du focus est donnée par le minimum de la FWHM et le maximum du flux puisque le faisceau est plus concentré dans le cas optimal. Le flux et le FWHM sont bien décrits par une parabole en fonction du focus, les données sont alors ajustées par

$$\begin{aligned} F(\nu_b, foc) &= \alpha_{\nu_b, F} foc^2 + \beta_{\nu_b, F} foc + \gamma_{\nu_b, F} \\ \text{FWHM}(\nu_b, foc) &= \alpha_{\nu_b, \text{FWHM}} foc^2 + \beta_{\nu_b, \text{FWHM}} foc + \gamma_{\nu_b, \text{FWHM}}, \end{aligned} \quad (6.4)$$

et nous obtenons la correction de focus à appliquer dans chaque cas et pour chaque bande. Dans le cas de *NIKA*, le chemin optique n’est pas exactement le même pour les deux matrices. Le focus

optimal n'est donc pas le même à 260 et 150 GHz et l'on obtient une différence systématique de $\Delta foc \simeq 4$ mm entre les deux bandes. A part dans le cas où la bande prioritaire est 150 GHz, la valeur du focus à 260 GHz est privilégiée puisque c'est elle la plus sensible du fait du lobe plus petit. La figure 6.5 donne une illustration d'une procédure de focus réalisée sur Uranus. Les focus optimaux obtenus sur le flux et la FWHM sont en général en accord au dixième de millimètre près. Dans de mauvaises conditions atmosphériques, la réfraction anormale peut être responsable de l'élargissement du lobe puisqu'à chaque instant les photons en provenance de la source sont légèrement déviés de façon aléatoire, ce qui brouille la carte finale obtenue. Les procédures de correction du focus sont répétées toutes les 2–3 heures et à chaque lever et coucher du soleil puisque les changements de température qui déforment les miroirs peuvent l'affecter. De même, il est possible de régler le point de focalisation focus selon les axes perpendiculaires à l'axe optique, mais cette opération n'est effectuée que de façon exceptionnelle. On notera enfin qu'il existe une autre procédure de focus plus rapide, mais moins utilisée, car moins robuste dans des conditions atmosphériques instables. Elle consiste à changer la position du secondaire tout en restant sur la source avec un détecteur de référence. Le maximum de flux reçu par le détecteur donne alors le focus à adopter.

6.6 Correction de pointage

Le télescope utilise un modèle de pointage qui doit être nourri par les positions observées de quasars connus sur le ciel [Greve *et al.*, 1996]. Une fois ce modèle mis en place, il peut être raffiné en temps réel en mesurant le décalage par rapport à la position attendue des quasars. Les corrections de pointage sont alors implémentées typiquement toutes les heures en mesurant la position d'un quasar proche de la source étudiée.

Deux méthodes sont utilisées pour mesurer les décalages de pointage.

- La première consiste à balayer le quasar avec un scan de type "croix", centrée sur un détecteur de référence. L'ajustement gaussien de la source dans les TOIs donne le décalage selon l'azimut et l'élévation par rapport au zéro attendu. Les scans aller et retour permettent de vérifier la cohérence des données et la valeur moyenne est utilisée comme correction. Cette méthode est illustrée par la figure 6.6.
- La deuxième consiste à faire la carte du quasar, en général avec un lissajous d'une minute, et à l'ajuster par une gaussienne dont la position du centre donne directement les corrections. Cette méthode est également effectuée sur la carte réalisée après une croix et en générale privilégiée devant l'ajustement des TOIs. Le lissajous prend plus de temps, mais est plus robuste en cas de mauvais temps car il utilise tous les détecteurs.

Dans les deux cas, les décalages mesurés sur le ciel sont simplement ajoutés aux valeurs attendues du modèle de pointage. Dans des conditions d'observation correctes, deux pointages successifs sont reproductibles à moins de 1 arcsec de différence. L'écart-type des erreurs mesurées est 3 arcsec sur la totalité des pointages effectués. De même que pour le focus, dans de mauvaises conditions atmosphériques, la réfraction anormale est responsable de fluctuations plus importantes du pointage.

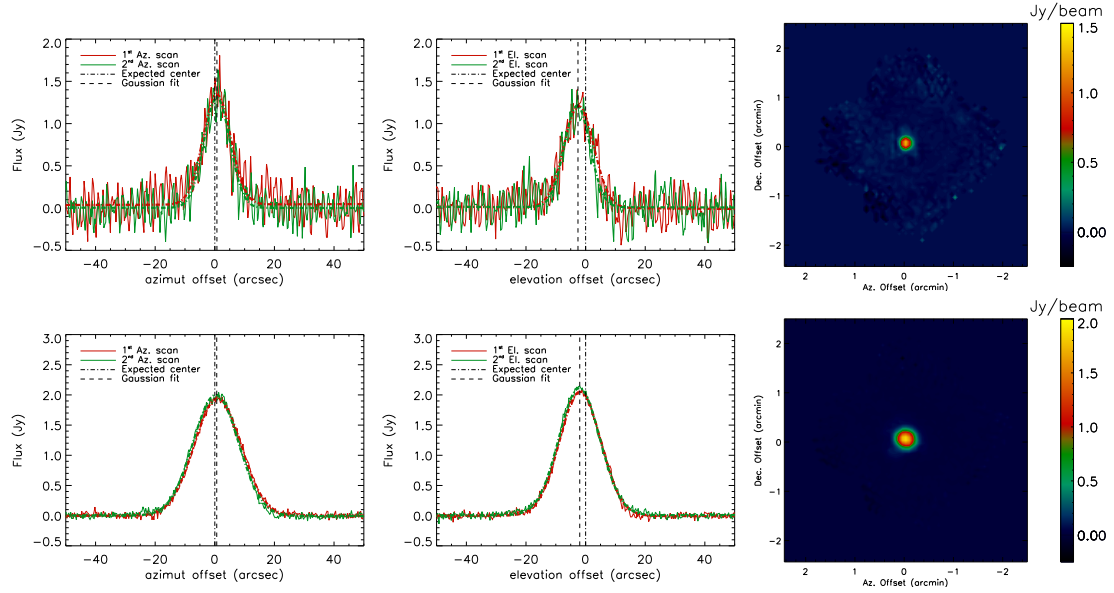


Figure 6.6 – *TOI* des détecteurs de référence à 260 (haut) et 150 GHz (bas) lors du pointage avec une croix réalisée sur le quasar 3C345. Les données sont représentées en rouge pour le scan aller et en vert pour le retour. La figure de gauche donne le cas de l’azimut et celle du centre de l’élévation. Les traits pointillés donnent la position attendue et mesurée du pic de la gaussienne. La carte obtenue avec la co-addition de tous les détecteurs est également donnée à droite.

6.7 Résumé et conclusions

La manière dont se déroulent les observations au télescope et l’analyse qui est faite en temps réel ont été données dans ce chapitre. Le signal astrophysique est modulé en utilisant une stratégie de balayage choisie en fonction de la source observée. Ce choix est primordial puisqu’il limite la reconstruction du signal astrophysique sur le ciel. La mesure et la correction de l’absorption atmosphérique, ainsi que la reconstruction de la position des détecteurs dans le plan focal, ont également été discutées et apparaissent spécifiques aux KIDs. Enfin, les deux procédures de réglage du télescope lui-même, sa focalisation et les corrections de pointage, développées explicitement pour *NIKA*, ont été décrites.

7

Développement de la chaîne d'analyse de *NIKA*

Sommaire

7.1	Description des données	83
7.1.1	Le bruit atmosphérique	83
7.1.2	Le bruit électronique	85
7.1.3	Le bruit décorrélé	87
7.1.4	Corrélation des TOIs	87
7.2	Sélection des données	89
7.2.1	Impact des rayons cosmiques	89
7.2.2	Raies spectrales	90
7.2.3	Identification des mauvaises données	90
7.3	Traitement du bruit corrélé	91
7.3.1	Construction d'un mode commun simple	92
7.3.2	Méthode de décorrélation pour les sources ponctuelles	93
7.3.3	Sources étendues	94
7.3.4	Décorrélation spectrale	98
7.3.5	Décorrélation dans le plan complexe	99
7.4	Filtrage des basses fréquences	101
7.4.1	Filtrage de Fourier	101
7.4.2	Soustraction polynomiale des basses fréquences	101
7.5	Construction des cartes	101
7.5.1	Carte de couverture	102
7.5.2	Carte d'erreur	102
7.5.3	Combinaison des cartes	103
7.6	Résumé et conclusions	106

Il existe de nombreux logiciels de traitement des données millimétriques et sub-millimétriques notamment issues d'instruments basés au sol, tel que CRUSH [Kovács, 2008], MOPSIC [Zylka, 2013], BOA [Schuller, 2012], ou encore des logiciels dédiés à la construction des cartes comme Scanamorphos [Roussel, 2013] pour Herschel. Néanmoins, aucun d'entre eux n'est spécifique aux données issues des KIDs puisque *NIKA* est pionnier dans ce domaine. Il nous est alors indispensable de développer, au sein de la collaboration, une chaîne d'analyse des données dans

le but de produire des cartes astrophysiques de qualité, mais également de comprendre en détails les données des KIDs. Dans ce chapitre, nous allons expliciter le fonctionnement de cette chaîne d'analyse. L'objectif sera de nettoyer au maximum les bruits atmosphériques et électroniques, en affectant le moins possible le signal astrophysique.

Cette chaîne d'analyse a été utilisée pour la collaboration *NIKA* elle-même, mais également pour produire les cartes pour les observateurs externes lors des campagnes d'observations ouvertes à l'IRAM (voir table 4.3). La figure 7.1 donne son schéma général. Elle utilise en entrée les données brutes des détecteurs issues du logiciel d'acquisition, ainsi que les données du télescope qui sont synchronisées avec *NIKA*. Le traitement des données est fait en trois étapes principales, éventuellement de manière itérative si les sources sont complexes. La première consiste à préparer les données en identifiant les mauvais échantillons, en les étalonnant, et en identifiant la structure de la source observée. Dans un deuxième temps, le bruit est traité en fonction de la source observée. Enfin, les cartes sont construites en projetant les données. Pour un même objet astrophysique observé par plusieurs scans, la chaîne d'analyse produit une carte par scan et une carte qui combine tous les scans, ainsi que des TOIs étalonnées.

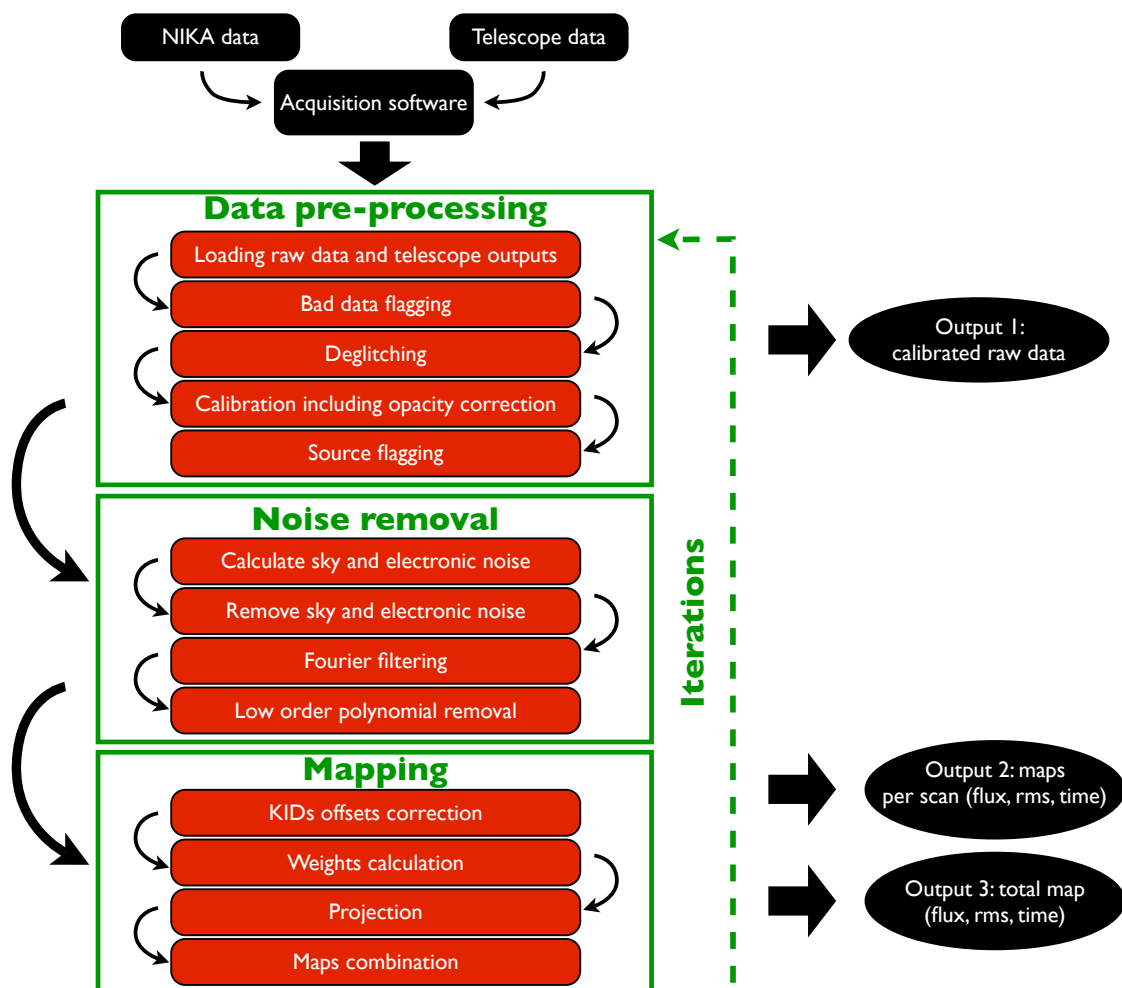


Figure 7.1 – Schéma général du fonctionnement de la chaîne d'analyse.

7.1 Description des données

Pour un KID k dans la bande de fréquence ν_b , les données étalonnées peuvent s'écrire en fonction du temps comme la somme de diverses contributions,

$$\begin{aligned} d_k(\nu_b, t) &= P_{t,p} \times S(\nu_b, x, y) \\ &+ \alpha_k(t) A_k(\nu_b, t) + \epsilon_k(t) E_k(\nu_b, t) + N_k(t) + G_k(t) + C_k(t), \end{aligned} \quad (7.1)$$

avec

- $S(\nu_b, x, y)$ le signal qui dépend de la position sur le ciel (x, y) . Il est relié au flux mesuré par le détecteur k à travers la matrice de pointage $P_{t,p}$. Celle-ci est connue via les données de pointage du télescope, et à chaque temps d'échantillonnage t est égale à 1 pour le pixel p vu par le détecteur, et zéro partout ailleurs.
- L'émission atmosphérique est donnée de façon générale par le terme $A_k(\nu_b, t)$ et α_k donne la conversion de l'étalonnage entre les sources ponctuelles et l'atmosphère, qui est diffuse. Ce coefficient dépend faiblement du temps via les non-linéarités induites dans la reconstruction du décalage de la fréquence de résonance des détecteurs.
- Similairement, le bruit électronique est donné par $E_k(\nu_b, t)$ et $\epsilon_k(t)$ est la réponse au bruit électronique qui peut également *a priori* dépendre faiblement du temps à travers la position de la fréquence d'excitation sur la ligne de transmission.
- Chaque détecteur a un bruit intrinsèque que l'on note $N_k(t)$. Il regroupe toutes les contributions non-corrélées entre détecteurs.
- Le rayonnement cosmique peut conduire à des événements ponctuels sur les détecteurs appelés *glitches* et notés $G_k(t)$.
- Le système cryogénique peut perturber les détecteurs par une composante additionnelle $C_k(t)$.

7.1.1 Le bruit atmosphérique

L'atmosphère est l'objet le plus chaud sur la ligne de visée. Elle est assimilée à un corps gris dont l'émission peut s'écrire comme une composante continue en fonction de la fréquence d'observation, $I_{\text{atm}} \propto \nu^2 T_{\text{atm}} \left(1 - e^{-\tau/\sin(el)}\right)$ ¹. En plus de ce continuum, l'excitation des modes rotationnels des molécules de dioxygène et de vapeur d'eau (et autres composants mineurs) présentes dans l'air conduisent à des raies d'émissions à des fréquences données. On pourra se reporter à la figure 4.6 où le continuum et les raies d'émission sont représentés distinctement. Le dioxygène est réparti de façon homogène dans l'atmosphère et son émission est donc constante dans l'espace localement (à la composante en masse d'air traversée près) et dans le temps. En revanche, la vapeur d'eau forme des nuages inhomogènes transportés par le vent. On verra comment modéliser la contribution atmosphérique dans les données *NIKA* au chapitre 9.

Le bruit atmosphérique est largement dominant même dans les meilleures conditions d'observation. De par ses fluctuations temporelles et spatiales, il s'agit d'un bruit en $1/f$ dont l'amplitude évolue au cours du temps en fonction des conditions d'observation. Il peut être décomposé

1. Nous nous plaçons ici dans l'approximation des élévations élevées ($el \gtrsim 25$ deg) de sorte que la masse d'air $A_{\text{a.m.}} \simeq 1/\sin(el)$. Cette approximation est toujours valide au télescope de 30 mètres de l'IRAM pour des raisons techniques d'observabilité.

spatialement en une succession de polynômes comme

$$\begin{aligned}
A(\nu_b, t) &= A_0(\nu_b, t) \\
&+ A_1(\nu_b, t) \frac{x_k - x_0}{L_{\text{FOV}}} + A_2(\nu_b, t) \frac{y_k - y_0}{L_{\text{FOV}}} \\
&+ \mathcal{O} \left[\left(\frac{x_k - x_0}{L_{\text{FOV}}} \right)^2 \right] + \mathcal{O} \left[\left(\frac{y_k - y_0}{L_{\text{FOV}}} \right)^2 \right].
\end{aligned} \tag{7.2}$$

Le premier terme décrit l'évolution des fluctuations tel un mode de type piston qui ne dépend pas de la position sur le ciel et qui est donc commun à tous les détecteurs. Pour un grand télescope comme celui de l'IRAM, ce terme est très largement dominant puisque toute la colonne d'air est intégrée en champ proche sur la ligne de visée dans l'ouverture de 30 mètres de sorte que tout le champ de vue est illuminé quasi-uniformément. Le deuxième terme, décrit par les deux fonctions dépendant du temps $A_1(\nu_b, t)$ et $A_2(\nu_b, t)$, bruit en $1/f$ également, tient compte des gradients sur le ciel lors de l'évolution de l'atmosphère (comme un plan incliné). Il est en fait négligeable devant le bruit électronique. Les termes suivants donnent les ordres supérieurs qui sont toujours négligés.

Puisque les bandes passantes de *NIKA* ont des sensibilités différentes aux contributions de l'oxygène et de la vapeur d'eau (voir figure 4.6), des différences dans le bruit atmosphérique sont également attendues entre les deux fréquences. La bande à 150 GHz est plus sensible à la raie du dioxygène à 118 GHz alors que la bande à 260 GHz est presque exclusivement sensible à la vapeur d'eau. On ignore dans les discussions les constituants traces tels que l'ozone, mais ils pourront être assimilés au dioxygène. En séparant les dépendances en temps et en fréquence, le bruit atmosphérique est modélisé par

$$\begin{aligned}
A(\nu_b, t) &= a_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{el}}(\nu_b) \times A_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{el}}(t) + a_{\text{O}_2}^{\text{el}}(\nu_b) \times A_{\text{O}_2}^{\text{el}}(t) \\
&+ a_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fluc}}(\nu_b) \times A_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fluc}}(t).
\end{aligned} \tag{7.3}$$

Les deux premiers termes donnent les fluctuations de l'émission de la vapeur d'eau et de l'oxygène dues aux changements de masse d'air avec l'élévation. Le troisième terme donne celles issues des inhomogénéités de vapeur d'eau. On notera que le terme $a_{\text{O}_2}^{\text{fluc}}(\nu_b)$ est implicitement mis à zéro car l'oxygène est localement très homogène dans l'atmosphère. De façon générale, on attend alors une petite différence de bruit atmosphérique proportionnelle à l'élévation entre les deux bandes.

La figure 7.2 donne une illustration du bruit atmosphérique calculé comme le mode commun (le bruit corrélé entre tous les détecteurs, tel que décrit à la section 7.3) à tous les détecteurs hors-source d'une même bande de fréquence. L'ajustement du spectre par un bruit en $1/f^\beta$ donne typiquement $\beta \simeq -1.2$ et son amplitude donne directement une indication sur le niveau de fluctuations qui permet de contrôler la qualité des conditions d'observation. On notera que le terme de vapeur d'eau est largement dominant et l'émission de l'atmosphère est quasiment proportionnelle entre les deux bandes. L'émission atmosphérique à 260 GHz est un facteur $\simeq 3 - 4$ fois supérieure à celle de la bande à 150 GHz, dépendant de la quantité de vapeur d'eau précipitable par rapport à celle du dioxygène qui est constante.

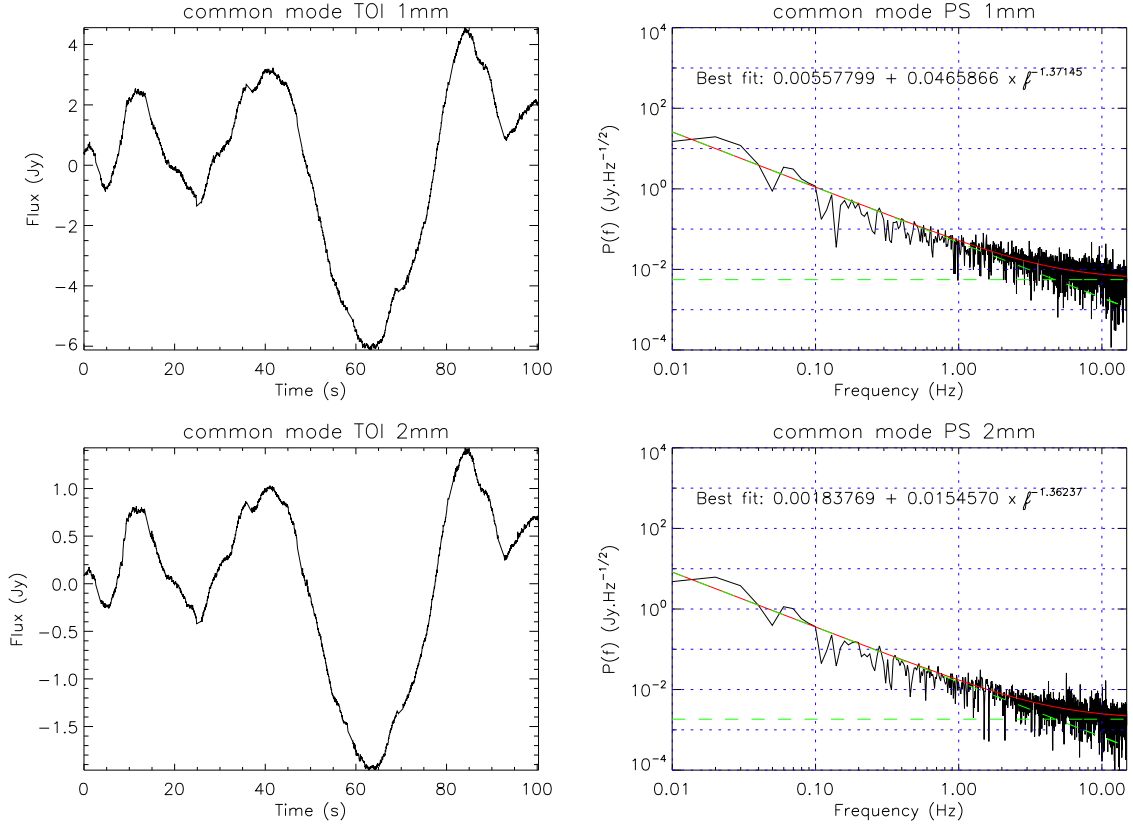


Figure 7.2 – Illustration du mode commun atmosphérique (gauche) et son spectre de puissance (droite) pour les deux bandes (260 GHz en haut et 150 GHz en bas). Les conditions d’observation peuvent être considérées comme plutôt bonnes ici puisque l’amplitude des fluctuations est relativement faible. De plus, elles varient lentement indiquant une atmosphère plutôt stable avec peu de vent.

7.1.2 Le bruit électronique

Chaque bande de fréquence *NIKA* est lue avec une électronique propre. Ainsi, une composante électronique commune à l’ensemble des détecteurs d’une même bande est attendue, notée $E_0(\nu_b, t)$ (équation 7.4). Après avoir soustrait une composante commune à l’ensemble des détecteurs (le bruit atmosphérique et le bruit électronique commun à une même matrice), on voit apparaître des corrélations par blocs de détecteurs, $E_{e.b.}(t)$ (figure 7.5). Les détecteurs sont ordonnés en fonction de la fréquence d’excitation injectée. Ces corrélations correspondent au bruit commun des sous-bandes électroniques qui excitent la ligne de transmission selon cinq bandes de 100 MHz comprenant chacune 80 fréquences d’excitation. La position des détecteurs ordonnés par sous-bandes électroniques est donnée par la figure 7.3. Ils sont répartis en coquille autour du centre.

On remarque en plus des blocs une faible dérive de la corrélation en fonction de l’éloignement de deux fréquences d’excitation. De même que le bruit atmosphérique, elle peut être modélisée comme un développement de Taylor de telle sorte que le bruit électronique s’écrit

$$E_{k \in e.b.}(\nu_b, t) = E_0(\nu_b, t) + E_{e.b.}(t) + \frac{f_k - f_0}{\Delta f_{\text{bandwidth}}} \times E_{\Delta f}(t) + \mathcal{O} \left[\left(\frac{f_k - f_0}{\Delta f_{\text{bandwidth}}} \right)^2 \right], \quad (7.4)$$

avec la largeur de bande $\Delta f_{\text{bandwidth}} = 500$ MHz et f_k la fréquence de résonance du détecteur k sur la bande.

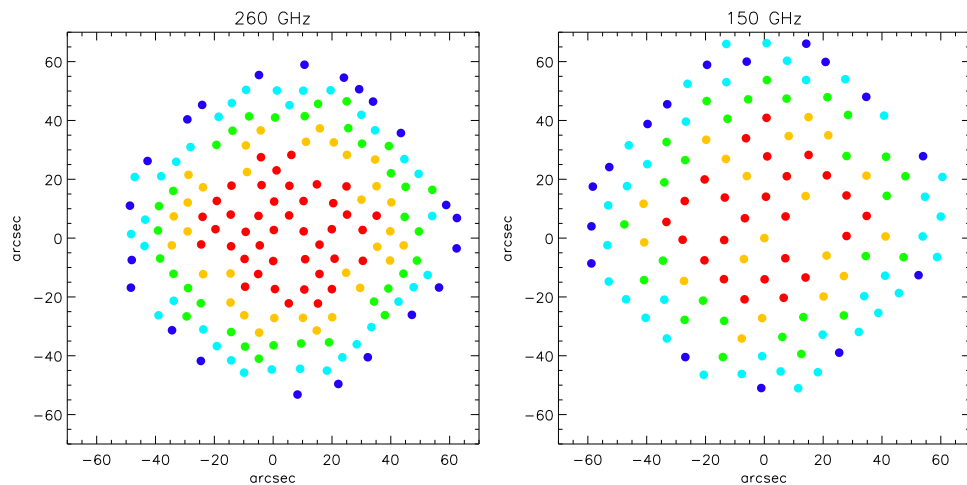


Figure 7.3 – Position des détecteurs par sous-bandes électroniques dans le plan focal, représentées par différentes couleurs. Le canal à 260 GHz est à gauche et celui à 150 GHz à droite.

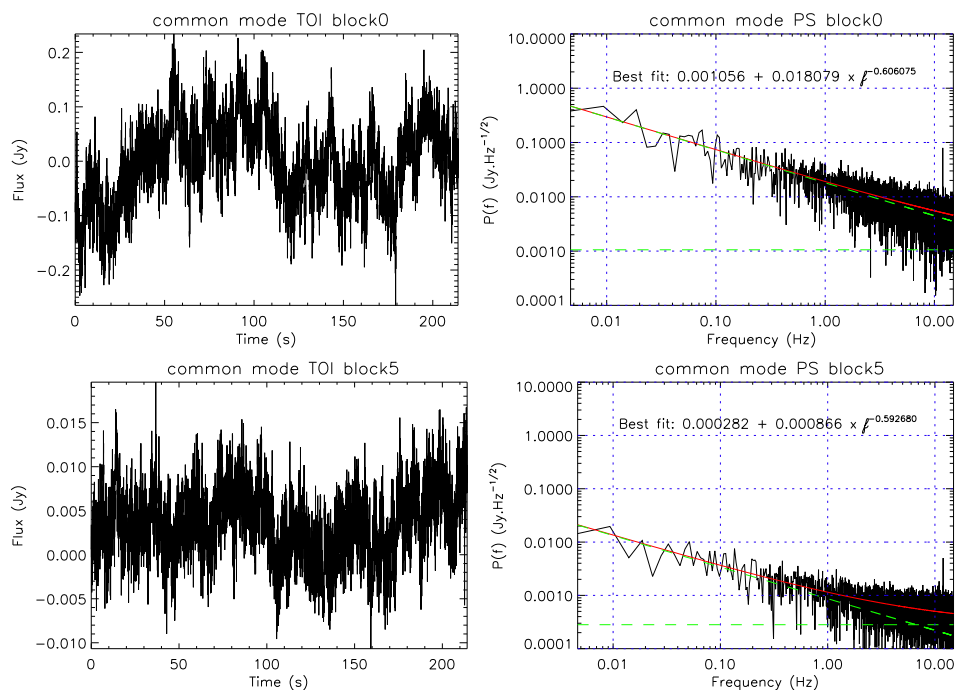


Figure 7.4 – Illustration du mode commun par sous-bande électronique après soustraction d'un mode commun sur l'ensemble d'une matrice, $E_{e.b.}(t)$, dans le cas du bloc central à 260 GHz (haut) et 150 GHz (bas). Les TOIs sont représentées à gauche et les spectres de puissance à droite.

Pour une bande de fréquence donnée, la composante $E_0(\nu_b, t)$ ne peut pas être séparée de $A_0(\nu_b, t)$ puisque toutes deux sont identiquement communes à tous les détecteurs d'un même

canal. En revanche, $E_{e.b.}(t)$ peut être estimé comme le mode commun d'un bloc de détecteurs appartenant à une sous-bande électronique après la soustraction d'un mode commun sur tous les détecteurs. C'est ce que montre la figure 7.4 dans le cas du premier bloc de chaque bande, même si ces données sont légèrement contaminées par le bruit issu des autres sous-bandes électroniques lors de la construction du mode commun visible sur la figure 7.5. Le spectre du bruit électronique est bien décrit par un bruit en $1/f^\beta$ avec $\beta \simeq -0.6$. Les termes de dérives seront toujours négligés par la suite.

7.1.3 Le bruit décorrélé

En plus des bruits corrélés entre les détecteurs, les KIDs sont affectés par un bruit ultime, $N_k(t)$, qui ne peut être soustrait puisqu'il est intrinsèque à un détecteur donné et indépendant des autres. Il s'agit notamment du bruit de photons, du bruit issu de la brisure spontanée de paires de Cooper, ou encore de l'électronique. Le niveau de bruit dépend des détecteurs, les meilleurs étant au centre de la matrice du fait que le bruit électronique (corrélé et décorrélé) augmente avec la fréquence d'excitation, elle-même augmentant avec la distance au centre (voir section 7.1.2). Il est très bien décrit par un bruit blanc comme on le verra dans le cas où tous les bruits corrélés sont nettoyés, à la figure 7.10. C'est ce bruit qui limite la sensibilité de *NIKA* et on verra comment il est mesuré dans le chapitre 8. On notera enfin que le niveau de charge optique sur les détecteurs affecte l'amplitude du bruit puisque celui-ci augmente avec la largeur des résonances.

7.1.4 Corrélation des TOIs

Pour résumer, la table 7.1 donne une estimation des différentes contributions de bruit dans les données *NIKA*. La figure 7.5, quant à elle, représente la matrice de corrélation des détecteurs dans chaque bande pour les données brutes étalonnées, puis avec un mode commun soustrait (principalement $A_0(\nu_b, t)$ et $E_0(\nu_b, t)$), et enfin avec un mode commun par sous-bande d'électronique soustrait des TOIs ($E_{e.b.}(t)$ en plus). Bien que la corrélation des données brutes laisse déjà entrevoir les blocs de corrélation des sous-bandes électroniques, le bruit atmosphérique induit une corrélation entre détecteurs très importante (typiquement beaucoup plus corrélé qu'un coefficient de corrélation de 0.99). Une fois le mode commun soustrait, les cinq sous-bandes électroniques apparaissent plus clairement.

Table 7.1 – Résumé des ordres de grandeur des différents termes de bruit à partir du Run8 dans des conditions d'observation standard. On ne donnera pas de valeurs précises ici, car ces résultats dépendent fortement des conditions d'observation à travers le bruit atmosphérique qui doit être soustrait et la charge optique qui impacte les performances des détecteurs. Les mesures de bruit seront réalisées dans les chapitres suivants.

Origine	Amplitude à 1 Hz – 150 GHz	Amplitude à 1 Hz – 260 GHz	Pente
Atmosphère	10 – 1000 mJy/Hz ^{1/2}	30 – 3000 mJy/Hz ^{1/2}	-1 – -1.5
Bloc électronique	0.4 – 2 mJy/Hz ^{1/2}	3 – 40 mJy/Hz ^{1/2}	-0.5 – -0.7
Bruit non-corrélé	10 – 30 mJy/Hz ^{1/2}	30 – 100 mJy/Hz ^{1/2}	0

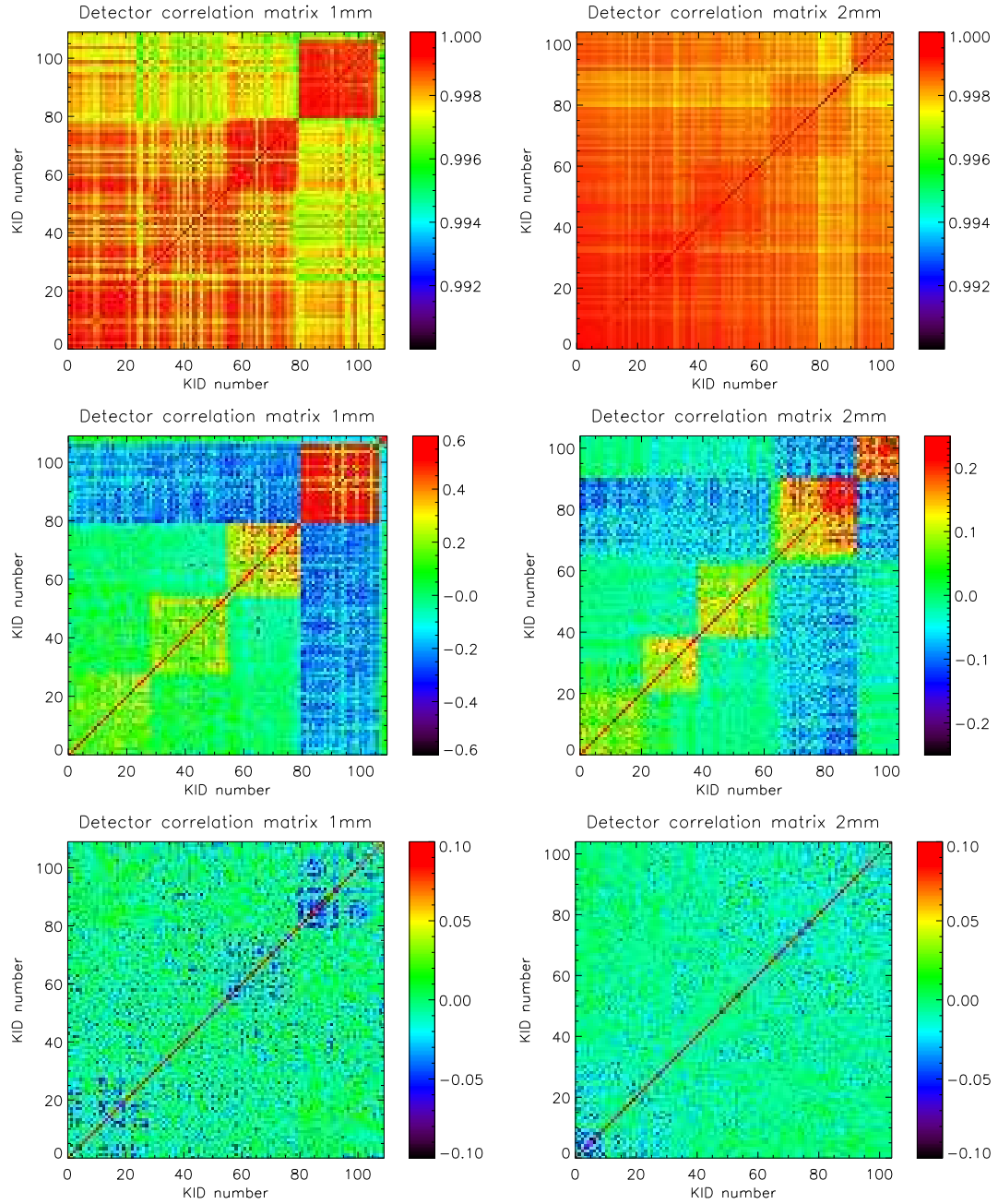


Figure 7.5 – Matrice de corrélation des détecteurs à 260 GHz (gauche) et 150 GHz (droite). Les KIDs sont ordonnés par position des fréquences d’excitation sur la ligne de transmission et les blocs correspondent aux sous-bandes électroniques. **Haut** : données étalonnées brutes. **Centre** : mode commun soustrait. Les anti-corrélations entre les blocs apparaissent du fait que le mode commun qui est soustrait contient également la moyenne du bruit de tous les détecteurs par sous-bande électronique. Le terme ij de la matrice de corrélation donne le coefficient de corrélation entre les TOIs des détecteurs i et j . Un détecteur du bloc i contient ainsi le négatif d’une fraction ($\sim 1/5$) du bruit de la sous-bande j . **Bas** : mode commun par sous-bande d’électronique soustrait.

7.2 Sélection des données

Avant de traiter le bruit, les données sont sélectionnées afin de rejeter les événements indésirables et les mauvais échantillons. On détaille ici la soustraction des *glitches*, des raies de fréquence dues à la cryogénie, puis la sélection des données qui seront utilisées pour construire les cartes.

7.2.1 Impact des rayons cosmiques

Les *glitches*, $G_k(t)$, apparaissent comme des pics du signal dans des échantillons isolés. Le fait qu'un seul échantillon soit touché vient de la constante de temps des KIDs qui est de $\sim 1 \mu\text{s}$ alors que l'échantillonnage est fait à $\sim 22 \text{ Hz}$. Pour identifier ces *glitches*, les données sont d'abord ajustées par un polynôme $p(t)$ par intervalle de temps, $(t_1 < t < t_2)$, qui permet de décrire les variations lentes du bruit ou du signal. Ensuite, la variance de la différence entre les données et le polynôme est calculée sur chaque intervalle. Les *glitches* sont alors identifiés comme les échantillons répondant à la condition

$$n_\sigma \times \sqrt{V[d_k(t) - p(t)]} < |d_k(t) - p(t)|, \quad (7.5)$$

avec n_σ typiquement égal à 5 et l'intervalle comprenant 200 échantillons. Les données sont interpolées à la position des *glitches* et ne seront pas projetées sur les cartes. Les échantillons touchés sont en général communs à plusieurs détecteurs d'une même matrice puisqu'ils correspondent à la propagation de phonons énergétiques dans le substrat. Pour plus de détails sur la physique de l'interaction du rayonnement cosmique avec les matrices de KIDs, on se référera à [D'Addabbo, 2014]. Le taux de *glitches* mesuré au cours du Run5 était d'environ 4 par minute. A partir du Run6, les matrices ont été changées et on ne compte maintenant que quelques *glitches* toutes les 10 minutes. La figure 7.6 illustre l'identification des *glitches* pour des données du Run5 pour trois détecteurs d'une même matrice. On notera enfin que la soustraction des *glitches* peut-être effectuée directement sur les données $I_k(t)$, $Q_k(t)$, $\delta I_k(t)$, et $\delta Q_k(t)$ avant de reconstruire le décalage de la fréquence de résonance, permettant notamment une validation des échantillons touchés sur les quatre quantités.

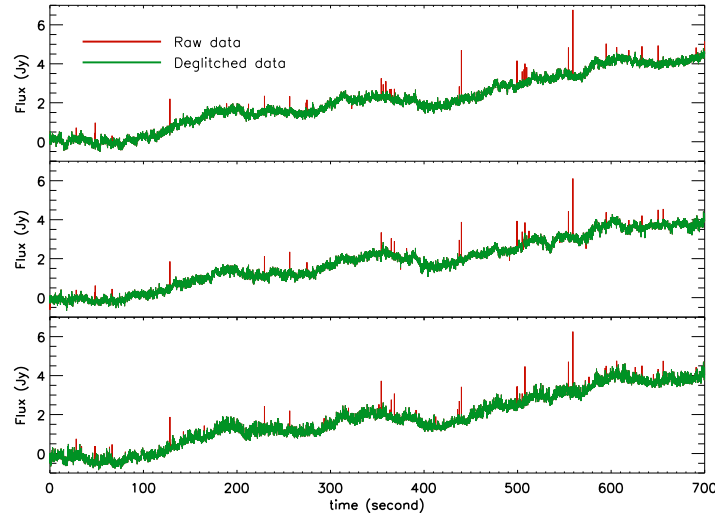


Figure 7.6 – Illustration de l'identification et de l'interpolation des *glitches* pour trois détecteurs à 140 GHz. Les données brutes sont en rouge et les données nettoyées en vert. On remarque que certains *glitches* impactent plusieurs détecteurs simultanément.

7.2.2 Raies spectrales

Le système cryogénique permettant de refroidir les détecteurs utilise un tube pulsé qui génère des vibrations à hautes fréquences, supérieures à 1 Hz. Ces vibrations sont à l'origine d'un signal sinusoïdal dans les données, à la fréquence de pulsation et de ses harmoniques. Pour éliminer ce signal parasite, le spectre de puissance des TOIs est calculé, et sur ce spectre, les raies sont identifiées avec la même méthode que les *glitches*. Cette fois, les données identifiées sont mises à zéro dans l'espace de Fourier. De même que pour les *glitches*, les données du Run5 comportent des raies importantes, mais celles-ci sont quasiment absentes pour les Runs suivants. La figure 7.7 illustre l'identification et le filtrage des raies pour des données du Run5 dans le cas de trois détecteurs.

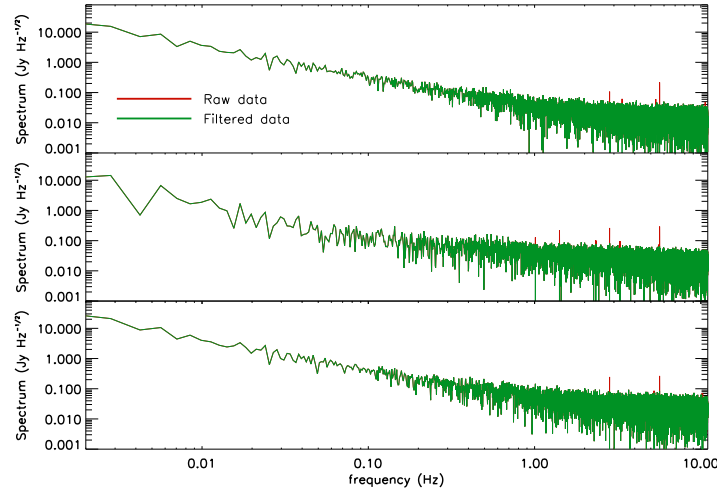


Figure 7.7 – Filtrage des raies du tube pulsé pour trois détecteurs à 140 GHz. Les données brutes sont en rouge et les données nettoyées en vert.

7.2.3 Identification des mauvaises données

Certains échantillons ou même certains détecteurs doivent être également identifiés et rejetés. On liste ici brièvement les causes principales de rejet et ce qui est entrepris pour les identifier. Souvent, les différentes causes ne sont pas indépendantes et le rejet des données est redondant.

Vitesse de scan anormale Lors des scans de type OTF, le télescope est très stable sur les lignes droites, mais subit des accélérations importantes lors des demi-tours qui induisent une instabilité du pointage (des oscillations). Les données correspondantes sont identifiées en éliminant les points pour lesquels la vitesse du télescope est significativement différente de la vitesse moyenne sur un subscan. Ces échantillons ne sont pas projetés sur les cartes.

Tuning Il arrive parfois, par erreur, qu'un *tuning* (redéfinition des fréquences d'excitation des KIDs, voir section 6.2) ait lieu au cours des observations, en général au début du scan. Dans ce cas, les données précédant le *tuning* sont rejetées puisque la position de la fréquence d'excitation des résonances change et la continuité des données est perdue. Il sera envisageable dans le futur de réajuster les deux portions de TOIs afin de ne pas perdre de données.

Données manquantes La première campagne ouverte *NIKA* a souffert de trous dans les données de pointage du télescope. Les données correspondantes sont identifiées et ne sont pas projetées sur les cartes.

Détecteurs pseudo-saturés Lors de mauvaises conditions d’observation, si les fluctuations atmosphériques changent significativement au cours d’un scan, il se peut qu’une fréquence d’excitation soit très éloignée de la résonance. Ces données sont identifiées grâce à l’angle entre le vecteur (I, Q) et $(\delta I, \delta Q)$. Si l’angle ϑ (voir section 6.2) s’écarte de zéro de plus de typiquement $\pi/2$, alors les données sont rejetées.

Détecteurs superposés Lors du *tuning*, il se peut que deux fréquences d’excitation sondent accidentellement la même résonance. L’une d’elles correspond à un mauvais détecteur n’ayant donc pas sa vraie position sur le plan focal. Les deux détecteurs sont alors identifiés et rejetés.

Mauvais détecteurs Les détecteurs voient *a priori* tous le même ciel puisque le terme $A_0(\nu_b, t)$ est largement dominant. Lors du calcul de la matrice de corrélation détecteur à détecteur des données brutes (figure 7.5), les détecteurs qui sont peu corrélés avec les autres n’ont pas une réponse optique adéquate. Ils sont identifiés et rejetés.

7.3 Traitement du bruit corrélé

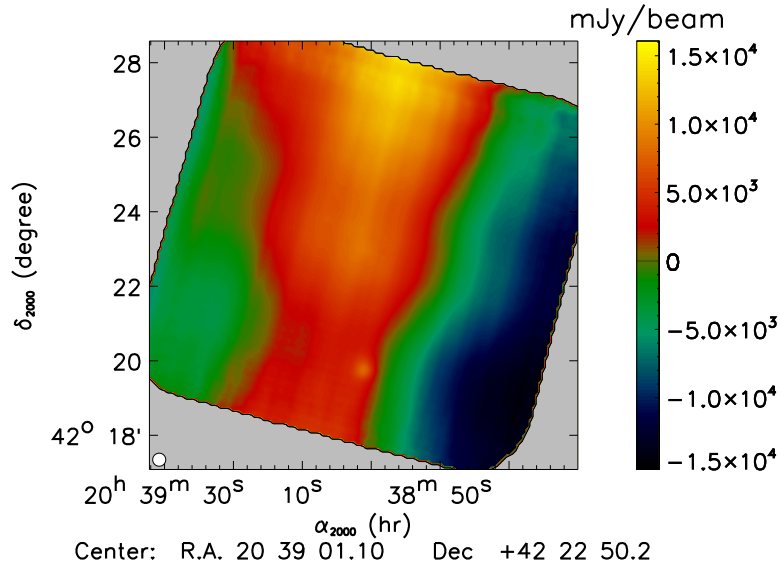


Figure 7.8 – Carte de DR21OH obtenue sans traiter le bruit corrélé. La région la plus forte se devine à ~ 3 arcmin au sud du centre de la carte. La carte est dominée par un bruit en $1/f$ très fort dû à l’atmosphère. Elle pourra être comparée avec les cartes présentées dans la suite.

Les bruits atmosphériques et électroniques décrits à la section 7.1 doivent être soustraits avant de projeter les données sur les cartes puisqu’ils dominent généralement largement par rapport au signal. Au cours de ce processus, le signal astrophysique est inévitablement altéré, principalement aux grandes échelles angulaires. La manière adéquate de traiter le bruit corrélé dépend donc de la morphologie de la source et des objectifs scientifiques. De nombreuses méthodes de décorrélation

ont été développées, mais on se restreint ici à la description des plus utilisées. Chaque méthode est valable tant que le filtrage induit sur le signal astrophysique peut être estimé et pris en compte lors de l'analyse physique. Néanmoins, le rapport signal sur bruit obtenu dépend de la méthode utilisée en fonction du type de source. Nous utiliserons comme exemple principal les observations du Run5 à 140 GHz de la région de formation stellaire galactique DR21OH [Hennemann *et al.*, 2012] puisqu'il s'agit d'une source étendue, forte et diffuse. La figure 7.8 présente la carte de DR21OH dans le cas où le bruit corrélé n'est pas traité. Elle illustre la nécessité de le soustraire avant la projection puisque même dans le cas de cette source forte, la partie la plus brillante est à peine visible par rapport au bruit atmosphérique qui domine à toutes les échelles, et en particulier aux grandes échelles.

7.3.1 Construction d'un mode commun simple

Puisque le terme atmosphérique $A_0(\nu_b, t)$ est largement dominant, la méthode la plus simple, celle du mode commun basique, consiste à estimer le bruit corrélé comme la moyenne de tous les détecteurs d'une même bande. Pour cela, les TOIs sont d'abord inter-étalonnées sur l'atmosphère en utilisant la médiane (notée Med par la suite) de toutes les TOIs pour chaque échantillon. Des gains g_k sont calculés par régression linéaire tel que

$$d_k(t) = g_k \times \text{Med}_{k'} [d_{k'}(t)] \quad (7.6)$$

Le modèle de bruit corrélé est alors donné par

$$T(t) = \frac{1}{N_{\text{KIDs}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{KIDs}}} \frac{1}{g_k} \times d_k(t), \quad (7.7)$$

puis soustrait aux données initiales pour obtenir des TOIs nettoyées $d'_k(t)$, en ajustant par régression linéaire les coefficients g'_k tel que

$$d'_k(t) = d_k(t) - g'_k \times T(t) + \text{constante} \quad (7.8)$$

Les coefficients g_k et g'_k sont en général calculés par subscan pour limiter l'impact de la dépendance temporelle des coefficients atmosphériques $\alpha_k(t)$, en particulier dans de mauvaises conditions d'observation.

Lors du calcul du mode commun, la source est ici ignorée à la fois dans les équations 7.7 et 7.8. D'une part, le modèle de bruit est biaisé d'autant plus qu'un grand nombre de détecteurs se trouvent proches de la source. D'autre part, l'ajustement du modèle sur les données d'un détecteur est biaisé par la source. La figure 7.9 à gauche illustre la méthode du mode commun simple sur la TOI d'un détecteur passant sur la région la plus brillante de DR21OH. Elle montre en effet que le mode commun est surestimé autour de $t = 5$ s, et les données nettoyées voient apparaître des creux autour de la source. La figure de droite donne la carte correspondante pour deux scans de type OTF dans deux directions perpendiculaires. La croix autour de la région la plus brillante montre les rebonds induits par le mode commun principalement orienté selon la direction du scan. En plus de la source, le bruit électronique par sous-bande est ignoré ici, conduisant à des résidus de bruits basses fréquences sur les cartes. L'amélioration de la carte par rapport à la figure 7.8 est néanmoins déjà remarquable.

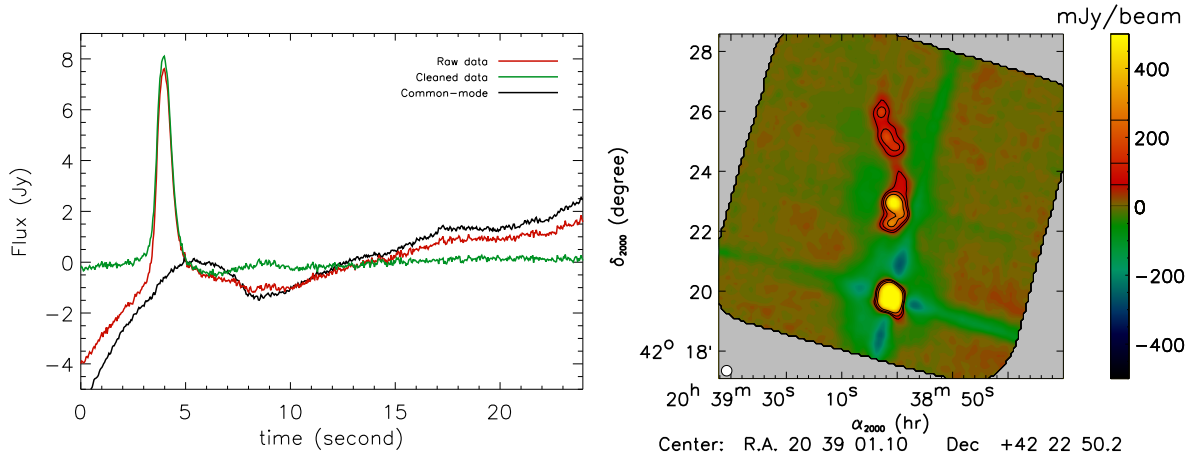


Figure 7.9 – TOI (gauche) et carte (droite) de DR21OH illustrant le nettoyage des données par un mode commun simple. La carte est saturée et l'échelle de couleur a été choisie pour insister sur les rebonds autour de la source.

7.3.2 Méthode de décorrélation pour les sources ponctuelles

Dans le cas de sources compactes dont la position est connue sur le ciel, il est très simple de s'affranchir du biais induit par la source. En effet, le champ de vue étant beaucoup plus grand que le lobe, il existe à chaque instant des détecteurs qui observent une région du ciel dépourvue de signal astrophysique. Cette constatation est également vraie par sous-bande électronique d'après la figure 7.3, tant que la source ne dépasse pas la taille d'un bloc. En ignorant la dépendance spatiale de l'atmosphère, qui est négligeable devant le bruit par sous-bande électronique, la somme des bruits atmosphérique et électronique est donnée par

$$T_{\text{block}}(t) = \frac{\sum_{k \in \text{block}} \frac{1}{g_k} \times d_k(t) \times w_k(t)}{\sum_{k \in \text{block}} w_k(t)}, \quad (7.9)$$

où la somme est faite uniquement sur les détecteurs de la sous-bande électronique considérée. La fonction poids $w_k(t)$ est donnée par

$$w_k(t) = \begin{cases} 0 & \text{si le KID est sur la source} \\ 1 & \text{si le KID est hors de la source.} \end{cases} \quad (7.10)$$

Les détecteurs sont considérés hors source s'ils sont typiquement plus loin de la source que deux fois la FWHM du lobe, la source étant ponctuelle. L'étalonnage entre les détecteurs sur l'atmosphère (équation 7.6) est également fait en considérant uniquement les échantillons vérifiant $w_k(t) = 1$. Il en est de même pour la régression linéaire qui permet de déterminer les coefficients g'_k afin de ne pas biaiser l'ajustement (équation 7.8).

La figure 7.10 donne la TOI et le spectre de puissance d'un détecteur à 150 GHz après soustraction du bruit corrélé pour des données réduites en mode "source ponctuelle" du Run8. Le spectre du bruit est très proche d'un bruit blanc, correspondant principalement au terme de bruit intrinsèque $N_k(t)$. Les corrélations inter-détecteurs résiduelles sont quasi-absentes dans ce cas.

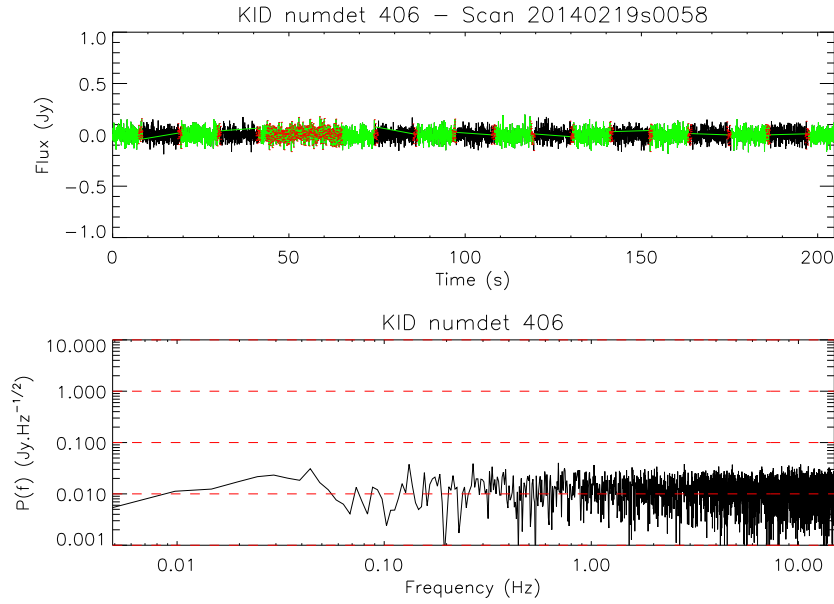


Figure 7.10 – TOI (haut) et spectre de puissance (bas) d’un détecteur observant une source ponctuelle faible. Les échantillons vert sont les subscans pairs et les noirs les impairs. Les échantillons rouges ont été identifiés comme mauvais (vitesse anormale et trou dans les données de pointage ici) et ne seront pas projetés sur les cartes comme décrit précédemment.

Si la source est suffisamment faible pour que le signal astrophysique soit négligeable devant le bruit, il est possible d’aller plus loin dans le nettoyage des bruits corrélés. Les blocs de détecteurs des sous-bandes électroniques sont remplacés par les détecteurs dont les TOIs sont les plus corrélées entre elles, à condition qu’elles soient dominées par le bruit. La décorrélation peut être réitérée plusieurs fois de suite. Au cours des itérations, les termes qui dominent la corrélation des détecteurs sont alors sélectionnés les uns après les autres jusqu’à obtenir des données avec peu de corrélations résiduelles.

On remarquera enfin que les sources observées avec des scans de type lissajous (sources compactes en général) souffrent d’effets systématiques dans les TOIs. Ces systématiques sont bien décrites au premier ordre par une sinusoïde proportionnelle à l’accélération du télescope, mais non comprises dans le détail à ce jour. Ces systématiques sont différentes pour chaque détecteur et ne peuvent être soustraites par décorrélation. L’ajustement de sinusoïdes dans les données permet de les limiter, mais leurs résidus aux ordres supérieurs, cohérents scan par scan, empêchent de faire baisser le bruit en $1/\sqrt{t}$ comme attendu.

7.3.3 Sources étendues

Le signal astrophysique commun à tous les détecteurs utilisés pour estimer le bruit corrélé se retrouve soustrait lors de la décorrélation (aux grandes échelles). Ainsi, pour cartographier le signal diffus, il est nécessaire d’utiliser le plus de détecteurs disponibles simultanément (distant les uns des autres). Le bruit est inévitablement plus important que pour les sources ponctuelles à cause des corrélations résiduelles qui sont ignorées (par exemple par bloc électronique). On détaille ici les trois méthodes principales utilisées pour décorréler les bruits atmosphérique et électronique des TOIs dans le cas du signal diffus.

7.3.3.1 Construction d'un masque de source

La première méthode est très similaire à celle utilisée pour les sources ponctuelles puisqu'elle consiste à masquer la source lors de la construction du mode commun. A la différence des sources ponctuelles, tous les détecteurs valides d'une même matrice sont utilisés pour construire le modèle de bruit (équation 7.11) et les corrélations par sous-bande électronique sont ignorées pour limiter le filtrage du signal. La fonction $w_k(t)$ n'est pas connue à l'avance ici. On réalise des cartes par itération en commençant par un mode commun basique (sans masque). La source est identifiée petit à petit et on construit un masque basé en général sur le rapport signal sur bruit mesuré, tel que présenté sur la figure 7.11 et pour lequel le calcul de la carte d'écart-type est décrit à la section 7.5.2. Connaissant la position des détecteurs sur le ciel à chaque instant, ce masque permet de définir la fonction $w_k(t)$ et de décorréler le bruit tel que décrit dans le cas des sources ponctuelles, mais en considérant tous les détecteurs.

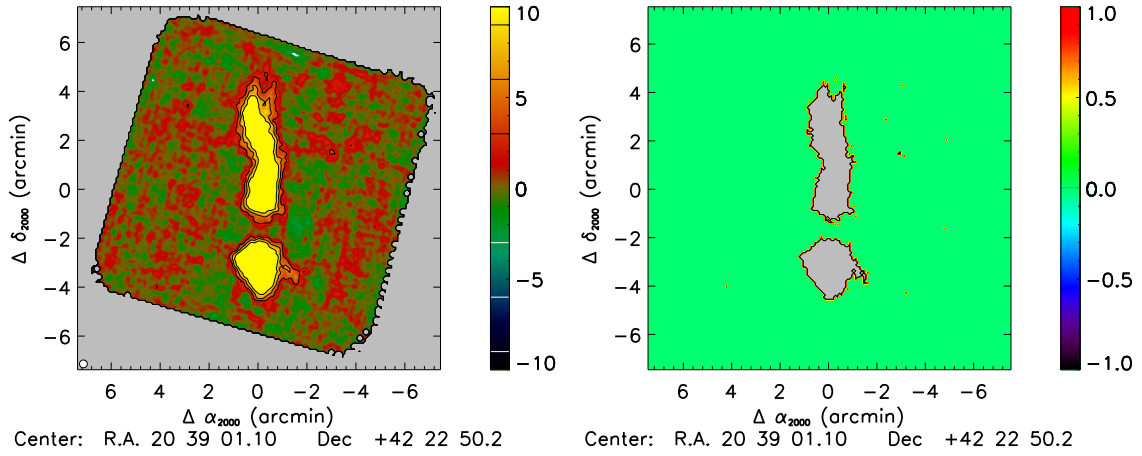


Figure 7.11 – Calcul du masque après 4 itérations sur la carte de rapport signal sur bruit de DR21OH. **Gauche** : carte de rapport signal sur bruit saturée. Les contours sont multiples de $\pm 3 \sigma$, blanc si négatif et noir si positif. **Droite** : masque obtenu en identifiant la source comme les régions où le rapport signal sur bruit est supérieur à 3σ .

La figure 7.12 est identique à la figure 7.9, mais dans le cas où DR21OH a été masqué. Le rebond présent précédemment autour de $t = 5$ s a disparu. La carte ne présente plus de rebonds non plus et le signal diffus est beaucoup mieux mesuré. La diminution du biais dans le mode commun est cependant contrebalancée par l'augmentation du bruit là où le nombre de détecteurs utilisés pour le construire est faible. La TOI d'un détecteur décorrélé voit alors son bruit augmenter comme

$$\sigma'_k = \sqrt{\sigma_k^2 + \frac{\langle \sigma \rangle^2}{N_{CM}}}, \quad (7.11)$$

avec σ_k le bruit initial du détecteur, $\langle \sigma \rangle$ le bruit effectif moyen des détecteurs utilisés pour construire le mode commun, et N_{CM} le nombre de détecteurs utilisés. Dans le cas où la région considérée sur la source est très grande par rapport au champ de vue, N_{CM} devient de l'ordre de l'unité à proximité de la source et l'augmentation du bruit est significative. Sur la figure 7.12, on remarque en effet que le mode commun est plus bruité autour de $t = 5$ s. L'augmentation du bruit dans la TOI du KID décorrélé n'est pas significative ici. DR21OH est un cas limite puisque la taille typique de la source selon les directions de scan est légèrement plus petite que la taille des matrices NIKa. Cette méthode est la plus utilisée pour les sources étendues puisqu'elle ne

demande que quelques itérations et sa convergence est simple à contrôler. Elle peut également être utilisée en considérant les blocs de sous-bandes électroniques, mais elle devient inadaptée si le masque est trop important à cause de l'augmentation du bruit.

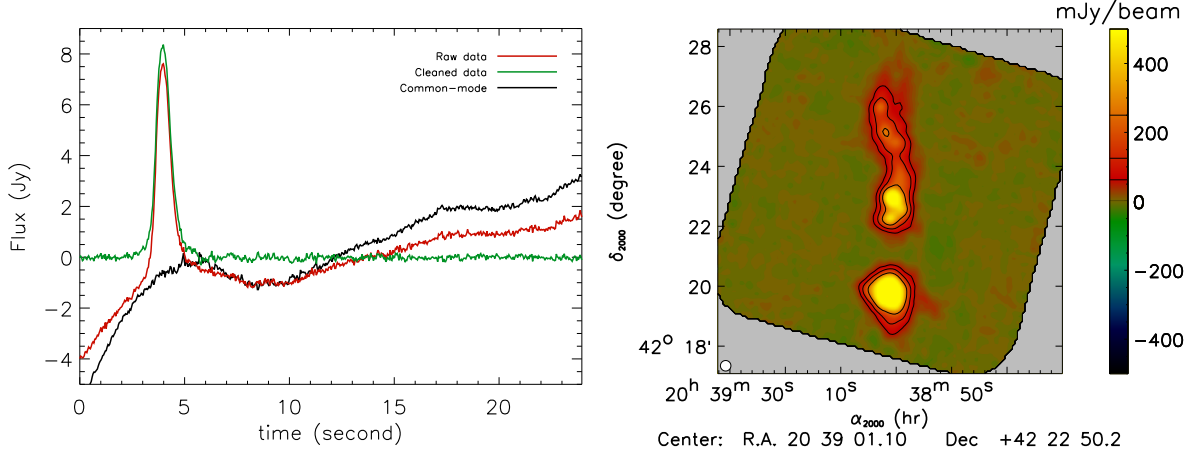


Figure 7.12 – Même figure que 7.9 mais dans le cas d’une décorrélation en masquant la source. Cette carte est publiée dans [Catalano et al., 2014b].

7.3.3.2 Construction d’un modèle de source

Bien que DR21OH soit très étendue, sa forme allongée et les deux directions de scan dont nous disposons permettent à suffisamment de détecteurs d’être hors du masque à chaque instant. Ce n’est pas vrai pour d’autres sources comme le reste de supernova de la nébuleuse du Crabe [Macías-Pérez et al., 2010; Aumont et al., 2010; Arendt et al., 2011] que nous allons maintenant considérer. Nous allons cette fois construire un modèle de source en séparant de façon itérative le signal et le bruit. Après avoir une première estimation de la source grâce à un mode commun simple (ou un mode commun masqué des régions les plus brillantes de la source), la carte obtenue permet de générer les TOIs du signal attendu pour chaque détecteur $\hat{s}_k(t)$. On construit alors une estimation du bruit corrélé comme

$$T(t) = \frac{1}{N_{\text{KIDs}}} \sum_k^{N_{\text{KIDs}}} \frac{1}{g_k} \times (d_k(t) - \hat{s}_k(t)), \quad (7.12)$$

où les coefficients d’étalonnage entre détecteurs g_k sont calculés hors de la source (défini comme à la section 7.3.3.1). Le modèle est alors ajusté, hors de la source également, et soustrait pour chaque détecteur. Chaque itération permet d’améliorer l’estimation de $\hat{s}_k(t)$ qui est construit à partir de la totalité des scans disponibles, et ce d’autant plus que l’on dispose de plusieurs directions de scans pour lesquelles le filtrage du signal est différent. En effet, $\hat{s}_k(t)$ est ainsi estimé de manière relativement isotrope. Ceci permet de soustraire aux données un signal moins filtré que celui qui serait récupéré avec un scan avec une direction unique.

La figure 7.14 donne trois cartes obtenues par itération dans le cas du Crabe avec cette méthode. La construction d’un modèle de source reste peu utilisée, car elle demande un nombre élevé d’itérations pour converger et est ainsi sensiblement plus difficile à contrôler que la méthode par masque. De plus, elle nécessite que la source soit suffisamment forte pour que l’estimation du signal ne soit pas dominée par le bruit.

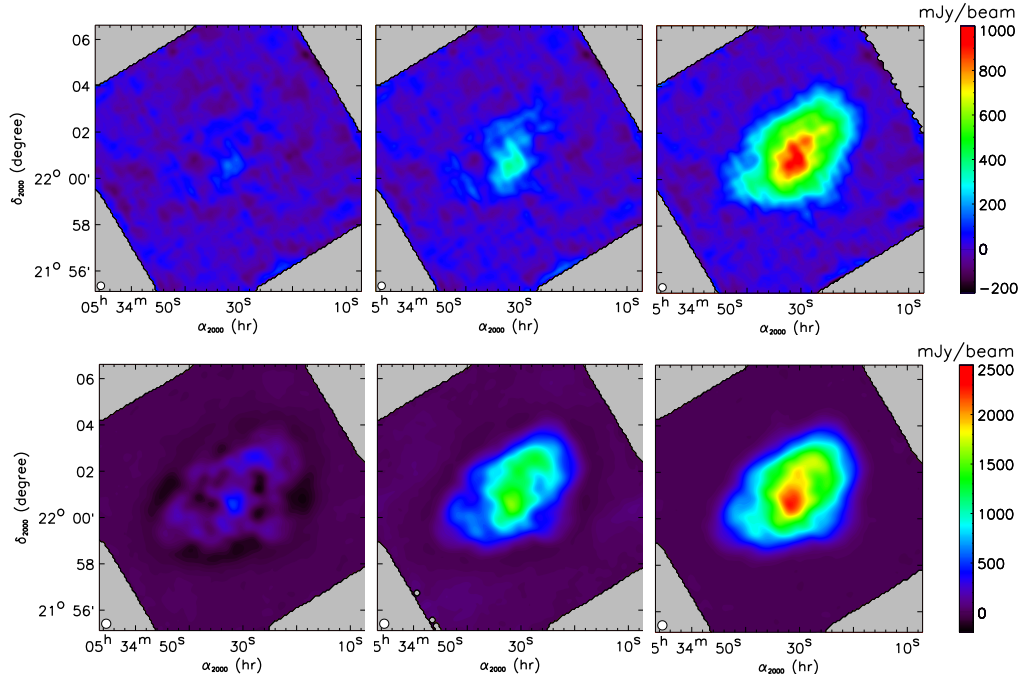


Figure 7.13 – Cartes du Crabe à 240 GHz (haut) et 140 GHz obtenues pour les itérations 1, 4 et 20 de gauche à droite. L'échelle de couleur est la même pour toutes les itérations.

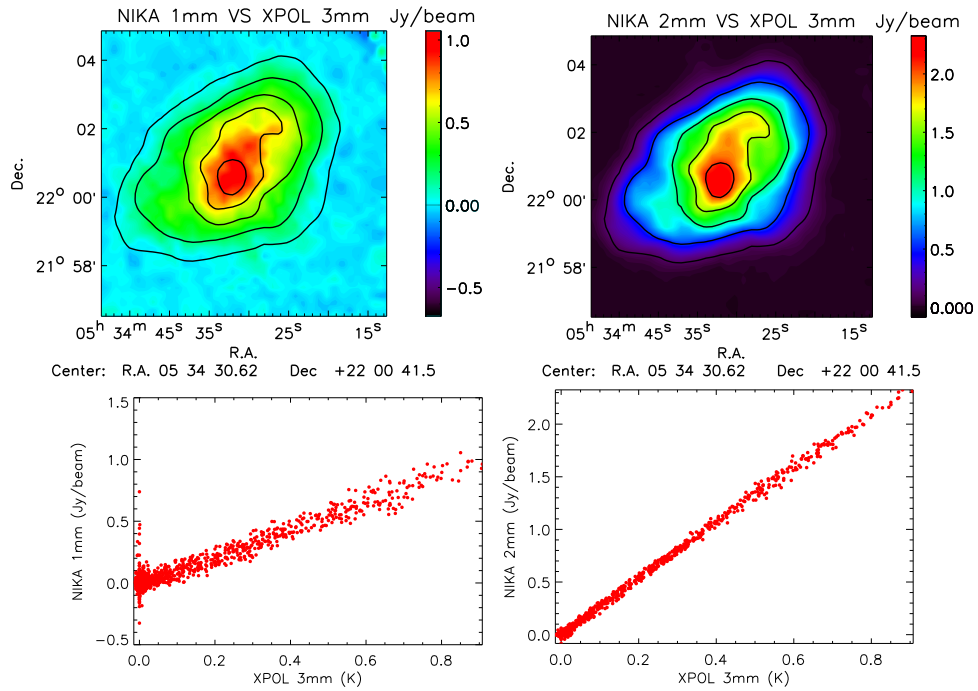


Figure 7.14 – Comparaison des cartes du Crabe NIKA (couleur) et celle obtenue par [Aumont et al., 2010] avec XPOL (contours noirs) à 90 GHz. La corrélation pixels à pixels permet également de vérifier que le signal est morphologiquement cohérent puisque l'indice spectral est quasiment constant sur la source à ces fréquences.

Pour vérifier que cette méthode n'introduit pas d'artefact dans les données à travers une mauvaise estimation du signal $\hat{s}_k(t)$, on compare les cartes du Crabe obtenues à celles de [Aumont *et al.*, 2010] mesurées avec *XPOL* à l'IRAM à 90 GHz. On vérifie que la morphologie est cohérente avec celle attendue et que les données pixels à pixels sont très bien corrélées avec les données de *XPOL*. On vérifiera également la cohérence de la méthode sur des simulations au chapitre 9.

7.3.4 Décorrélation spectrale

Jusque-là, nous avons considéré les deux bandes de fréquence de *NIKA* de manière indépendante. Cependant, l'une des particularités de *NIKA* consiste en sa capacité d'observation simultanée dans ses deux bandes de fréquence autour de 150 et 260 GHz. Comme discuté ci-dessus, la contribution atmosphérique, $A(\nu_b, t)$, dans les bandes de *NIKA* est principalement due à l'émission de la vapeur d'eau. On attend ainsi qu'elle soit proportionnelle dans les deux bandes de fréquence, à un terme faible d'élévation près du fait de la raie de dioxygène². Pour les sources dont le flux absolu est plus important à basse fréquence, comme c'est le cas pour l'effet tSZ ou les sources radio, il apparaît alors possible d'estimer le bruit atmosphérique en utilisant la bande à 260 GHz et de le soustraire à 150 GHz, sans affecter significativement le signal à 150 GHz. Dans le cas d'un signal tSZ non-relativiste, on attend un rapport de flux entre les bandes à basse et haute fréquence de -5.5 pour le Run5 [Adam *et al.*, 2014b] et -3.1 pour les Runs suivants [Adam *et al.*, 2015] (à cause du changement des bandes passantes). Cette méthode apparaît adaptée pour l'effet tSZ puisque une fois inter-étalonné sur l'atmosphère à 150 GHz, le signal tSZ à 260 GHz est seulement $\sim 1/15$ et $1/10$ de celui à 150 GHz. Le signal astrophysique à 150 GHz est beaucoup moins affecté, d'un facteur ~ 15 et 10 selon les Runs, que dans le cas d'une décorrélation par bandes de fréquence individuellement.

On construit ici les deux modèles $T_{150}(t)$ et $T_{260}(t)$ pour les matrices à 150 et 260 GHz respectivement, à partir des équations 7.7 ou 7.11 selon que l'on choisit de masquer la source ou pas, et après que les détecteurs aient été inter-étalonnés indépendamment sur l'atmosphère pour chaque bande. Le bruit atmosphérique est commun aux deux bandes et dominant à basses fréquences (dans l'espace de Fourier). En revanche, le bruit électronique domine aux fréquences intermédiaires (dans l'espace de Fourier) et est indépendant pour les deux bandes. Le modèle $T_{150}(t)$ est donc filtré aux basses fréquences pour éliminer le plus possible la contribution de la source, mais en gardant un maximum de bruit électronique. Au contraire, le modèle $T_{260}(t)$ est filtré aux hautes fréquences pour ne garder que l'atmosphère. La position de la coupure en fréquence est choisie en fonction de la vitesse de scan de sorte que les échelles angulaires présentes dans le modèle $T_{150}(t)$ soit peu corrélées sur l'ensemble du champ de vue afin de ne pas filtrer le signal dans la décorrélation (typiquement moins que 20 arcsec). Pour une vitesse de 30 arcsec/s, on choisira une coupure progressive entre 0.5 et 1 Hz correspondant à des échelles de 15 à 30 arcsec sur le ciel. Le filtrage des modèles de bruit est fait dans l'espace de Fourier ainsi que décrit dans la section 7.4. Les données de chaque détecteur à 150 GHz sont ajustées linéairement pour obtenir les coefficients g'_k , g''_k et g'''_k tel que

$$d'_k(t) = d_k(t) - g'_k \times T_{150}(t) - g''_k \times T_{260}(t) - g'''_k \times el(t). \quad (7.13)$$

Le terme $el(t)$ représente l'élévation qui permet de tenir compte des différences d'atmosphère entre les deux bandes.

Bien que moins agressive sur le signal, cette méthode est généralement plus bruitée que celles décrites précédemment puisqu'elle ne permet pas de s'affranchir complètement du bruit électronique dont les résidus restent important à basses fréquences. De plus, elle résulte en une

2. L'oxygène est supposé homogène dans l'atmosphère de sorte que sa contribution est proportionnelle à l'exponentielle de la masse d'air sur la ligne de visée, qui dépend de l'élévation.

carte unique à 150 GHz et n'autorise pas l'analyse simultanée des deux bandes qui auront été traitées de façon cohérente comme dans le cas des méthodes précédentes. Pour les amas, les méthodes spectrales ou bande par bande, seront privilégiées en fonction de l'extension du signal et de l'intérêt que l'on porte à disposer d'une carte à 260 GHz. Les résultats de la méthode spectrale seront présentés en détail dans le chapitre 11 où elle a été utilisée pour cartographier le premier amas *NIKA*, RX J1347.5-1145.

La figure 7.15 compare le résultat des trois méthodes présentées pour les sources diffuses dans le cas de la source radio CasA à 150 GHz. On notera que CasA est brillante sur la totalité du disque qu'elle couvre et plus étendue que le champ de vue de *NIKA* avec environ 6 arcmin de diamètre (et donc un cas *a priori* difficile à réduire). La structure de la source est globalement la même pour les trois méthodes, mais l'on remarque que le signal est moins filtré dans le cas de la méthode spectrale par rapport à la méthode du masque. On observe en particulier des rebonds au centre de la source là où celle-ci est moins brillante dans le cas du masque. La méthode du modèle de source est l'intermédiaire entre les deux.

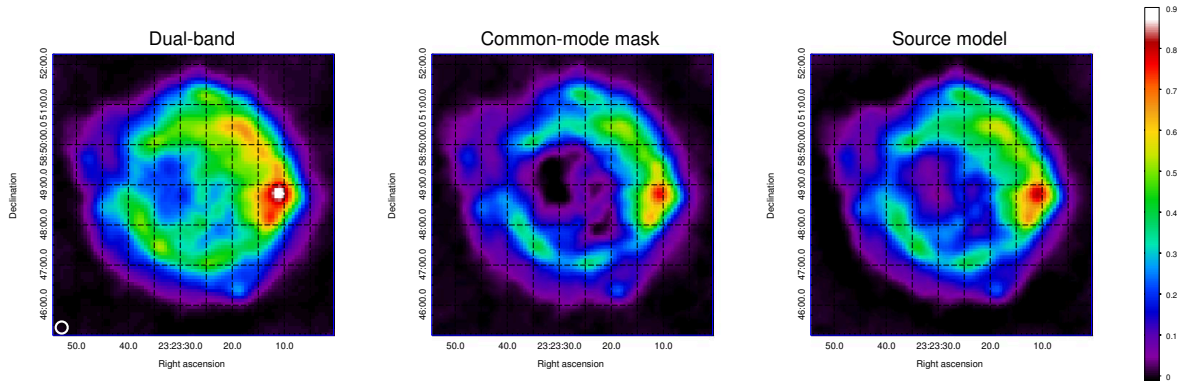


Figure 7.15 – Comparaison des différentes méthodes de décorrélation sur le reste de supernovae CasA (source radio) à 150 GHz, en Jy/beam. On observe de gauche à droite : la décorrélation spectrale, la décorrélation en masquant la source, et la décorrélation par construction d'un modèle de source.

7.3.5 Décorrélation dans le plan complexe

L'enjeu principal de la décorrélation consiste à séparer le bruit atmosphérique, électronique, et le signal astrophysique. La décorrélation spectrale a l'inconvénient de ne pas séparer le bruit électronique du bruit atmosphérique entre les deux bandes de fréquences, induisant une contamination des données à 150 GHz. Afin d'estimer le bruit électronique séparément, des fréquences d'excitations appelées *OFF* échantillonnent la ligne de transmission des matrices hors des résonances. Ainsi, les *OFF* ne sont pas sensibles au signal optique, mais réagissent au même bruit électronique que les détecteurs. Néanmoins, la reconstruction du décalage de la fréquence de résonance n'a pas de sens pour ces fréquences d'excitation et ils ne peuvent être utilisés pour soustraire le bruit électronique corrélé qu'à travers les données directement issues de la fonction de transfert de la ligne de transmission : $I_k(t)$, $Q_k(t)$, $\delta I_k(t)$ et $\delta Q_k(t)$.

Les positions de chaque résonance sont dispersées dans le plan complexe comme on peut le voir sur la figure 7.16. Le bruit observé dans les données apparaît être orienté en phase, c'est-à-dire tangent à l'arc de cercle (une droite localement, telle que sur le panneau en bas à gauche de la figure 7.16) formé par les résonances dans le plan complexe. Après avoir recentré les résonances en zéro, on remarque que la structure du bruit est identique pour chaque KID à une rotation et un facteur d'échelle près. On applique alors la transformation permettant de faire

tourner les résonances de sorte qu'elles soient toutes orientées selon le même axe et normalisées à leur amplitude moyenne :

$$\begin{pmatrix} I'_k \\ Q'_k \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\langle I_k \rangle^2 + \langle Q_k \rangle^2}} R_{\theta_k} \begin{pmatrix} I_k \\ Q_k \end{pmatrix} \quad (7.14)$$

où R_{θ_k} est la matrice de rotation d'angle $\theta_k = \arctan\left(\frac{\langle Q_k \rangle}{\langle I_k \rangle}\right)$. La même transformation est appliquée pour la modulation δI et δQ . Les TOIs I , Q , δI et δQ des résonances à 150 GHz peuvent alors être décorréliées du bruit atmosphérique avec le mode commun des TOIs à 260 GHz pour soustraire l'atmosphère, et des *OFF*, éventuellement par sous-bandes électroniques, pour tenir compte du bruit électronique. Le décalage de la fréquence de résonance de chaque détecteur peut alors être calculé tel que décrit à la section 5.1.3 à partir des données nettoyées.

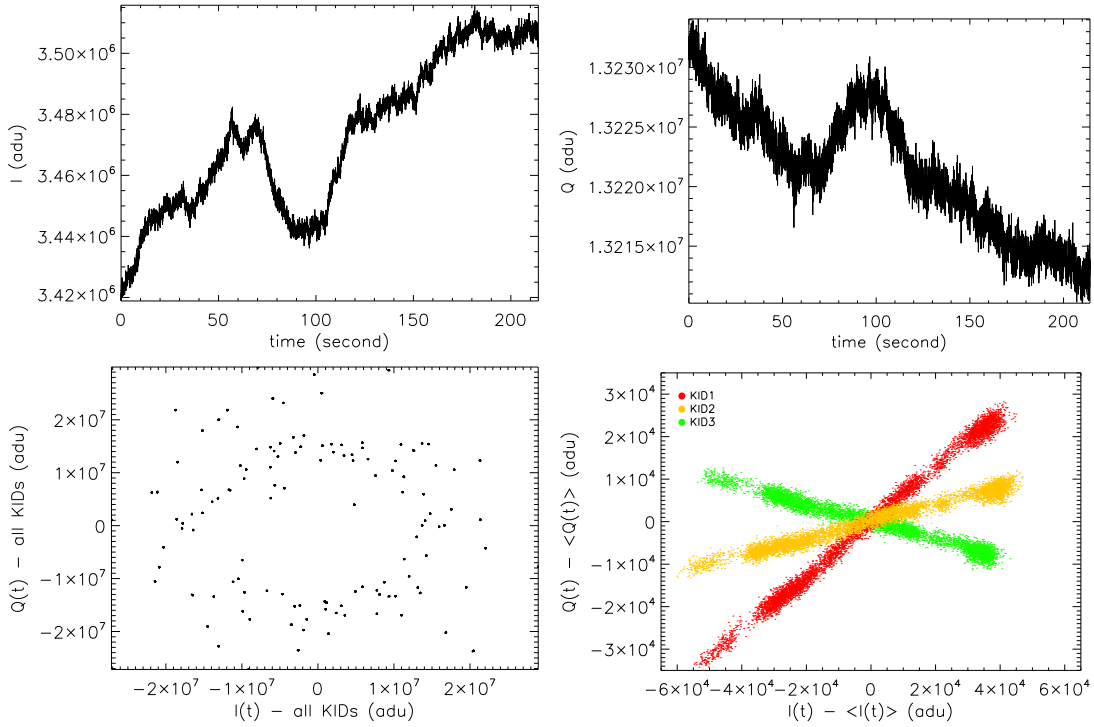


Figure 7.16 – **Haut** : TOI de I et Q pour un détecteur donné. **Bas** : résonances de tous les détecteurs dans le plan I - Q (gauche) et résonances recentrées en zéro pour trois détecteurs (droite). Les nuages de points associés aux trois détecteurs sont très corrélés à une rotation et dilatation près.

En pratique, cette méthode s'est avérée jusqu'ici beaucoup moins performante que les autres (bruit corrélé résiduel, stabilité du flux reconstruit, ...) mais elle n'a pas été approfondie suffisamment. On ne la détaillera pas plus, car elle a été abandonnée rapidement du fait de sa complexité apparente et de la mécompréhension des données lorsqu'elle a été développée. Avec les progrès réalisés depuis, il serait cependant légitime de la remettre au goût du jour, car elle apparaît comme naturelle pour traiter proprement les données des KIDs avant toute transformation pour estimer la puissance optique.

7.4 Filtrage des basses fréquences

La décorrélation n'élimine pas toujours la totalité du bruit basse fréquence présent dans les données, en particulier lorsque l'on cherche à mesurer le signal astrophysique à grande échelle. Pour nettoyer ce bruit à grande échelle davantage, il peut être utile de le filtrer dans l'espace de Fourier ou de soustraire des polynômes à basses fréquences.

7.4.1 Filtrage de Fourier

Lorsque le bruit à basse fréquence est beaucoup plus fort que le signal à ces échelles, il est possible de filtrer les données pour améliorer le rapport signal sur bruit. On perd alors un peu de signal, mais il est de toute façon inexploitable autrement. Pour cela, les TOIs peuvent être filtrées dans l'espace de Fourier :

$$d'_k(t) = \text{FT}^{-1} [\text{FT} (d_k(t)) \times w(f)] \quad (7.15)$$

avec la fonction

$$w(f) = \begin{cases} 0 & \text{si } f < f_1 \\ \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{f-f_1}{f_2-f_1} \right) & \text{si } f_1 \leq f \leq f_2 \\ 1 & \text{si } f > f_2 \end{cases} \quad (7.16)$$

Les fréquences f_1 et f_2 déterminent à la fois la largeur de la coupure et sa position en fréquence. L'apodisation par une fonction sinusoïdale au carré assure une coupure douce, permettant de minimiser les rebonds dans les données en fonction du temps et sur les cartes. Ce filtrage de Fourier est utilisé dans le cas de données recueillies avec une atmosphère très turbulente, qui comportent donc des résidus de bruit importants à basses fréquences, et préférentiellement pour les sources compactes, pour lesquelles le signal à basses fréquences n'est pas important.

7.4.2 Soustraction polynomiale des basses fréquences

Les résidus de bruit aux basses fréquences peuvent également être ajustés par des polynômes dont le degré détermine l'agressivité du filtrage. Similairement à la décorrélation, l'ajustement est fait hors de la source pour limiter son atténuation, mais le modèle est soustrait sur l'ensemble de la TOI considérée. La figure 7.17 représente les données comportant un résidu de bruit à basse fréquence important dans un cas sans signal et dans celui d'une source ponctuelle de 10 Jy. L'ajustement et la soustraction du polynôme permettent de limiter la contribution des basses fréquences comme on le voit sur le spectre de puissance dans le cas où il n'y a pas de source. La source ponctuelle est, quant à elle, très peu affectée si elle est masquée lors de l'ajustement, comme le montre son spectre. Elle domine ici le bruit à toutes les échelles présentes jusqu'à environ 2 Hz, où elle est atténuée par le lobe. L'ajustement polynomial permet de réduire le bruit à grande échelle sur les cartes. Il est utilisé exclusivement pour les sources compactes pour lesquelles le masque de source peut être bien défini et suffisamment petit pour que le polynôme soit extrapolé correctement dans la région masquée. Dans le cas des sources diffuses, un polynôme ajuste très bien le signal de sorte que ce dernier est fortement atténué après sa soustraction.

7.5 Construction des cartes

Une fois les données nettoyées du bruit corrélé et les mauvais échantillons identifiés, les TOIs sont projetées sur une grille de pixels carrés grâce à la matrice de pointage. On utilise ici une projection de type *nearest grid point*, c'est-à-dire qu'un échantillon est projeté dans le pixel le plus proche de la position du détecteur lors de son acquisition. On construit les cartes de nombre d'échantillons par pixel, de temps passé par pixel, de variance, et de flux.

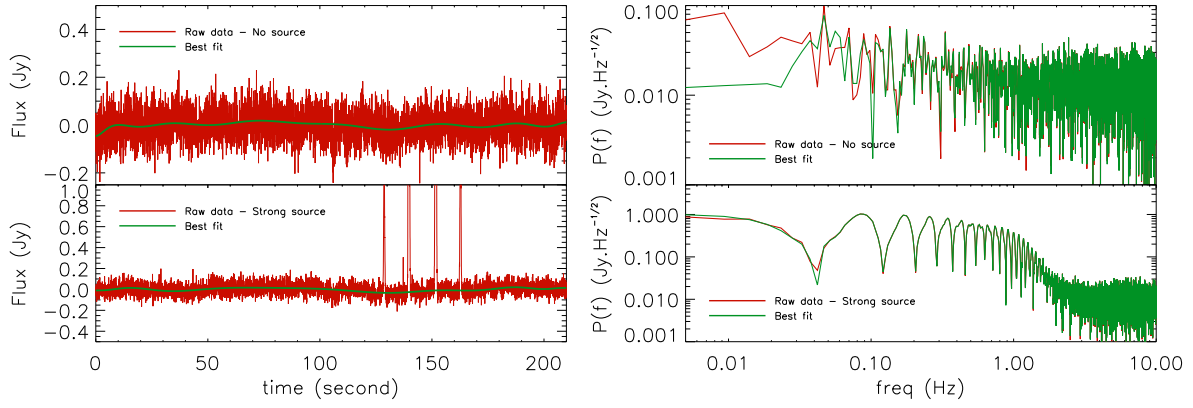


Figure 7.17 – Ajustement polynomial d’une TOI. Les TOIs et leur ajustement sont donnés à gauche dans le cas sans source (haut) et avec une source ponctuelle de 10 Jy (bas). De même, on donne les spectres de puissance avant et après soustraction du polynôme à droite.

7.5.1 Carte de couverture

Le nombre d’échantillons utilisés pour construire la brillance de surface dans le pixel de coordonnées (x, y) est simplement donné par la somme sur tous les détecteurs et tous les échantillons de la matrice de pointage,

$$H(x, y) = \sum_{t,k} P_k(x(t), y(t)) \times w_k(t). \quad (7.17)$$

Les poids $w_k(t)$ sont soit 0 soit 1 selon si l’échantillon est valide (projeté) ou non (non-projeté). Le temps passé par pixel de la carte est donc $T(x, y) = H(x, y)/f_s$ où f_s est la fréquence d’échantillonnage de *NIKA*. La stratégie de scan, qui définit la couverture, est choisie en fonction de la source. Les OTF offrent une couverture homogène dans la région centrale alors que les lissajous vont d’une forme parabolique à celle d’un chapeau mexicain selon leur amplitude sur le ciel. La figure 7.18 donne l’exemple de la couverture résultant de deux OTF et deux lissajous.

7.5.2 Carte d’erreur

Pour combiner les détecteurs, ils sont pondérés par leur bruit par l’intermédiaire de leur variance V . Les poids sont calculés à partir des TOIs comme

$$\zeta_k(t) = \frac{1}{V[d_k(t)]}, \quad (7.18)$$

en veillant à utiliser uniquement les échantillons des détecteurs hors-source pour ne pas sous-estimer le poids des détecteurs passant le plus de temps sur la source (si le signal domine le bruit). La carte de poids issue des TOIs est alors donnée par

$$\zeta_{\text{TOI}}(x, y) = \sum_{t,k} P_k(x, y, t) \times \zeta_k(t). \quad (7.19)$$

où la matrice de pointage est notée $P_k(x, y, t)$. La carte de brillance est alors donnée en combinant les échantillons comme

$$M(x, y) = \frac{\sum_{t,k} P_k(x, y, t) \times \zeta_k(t) \times d_k(t)}{\zeta_{\text{TOI}}(x, y)}. \quad (7.20)$$

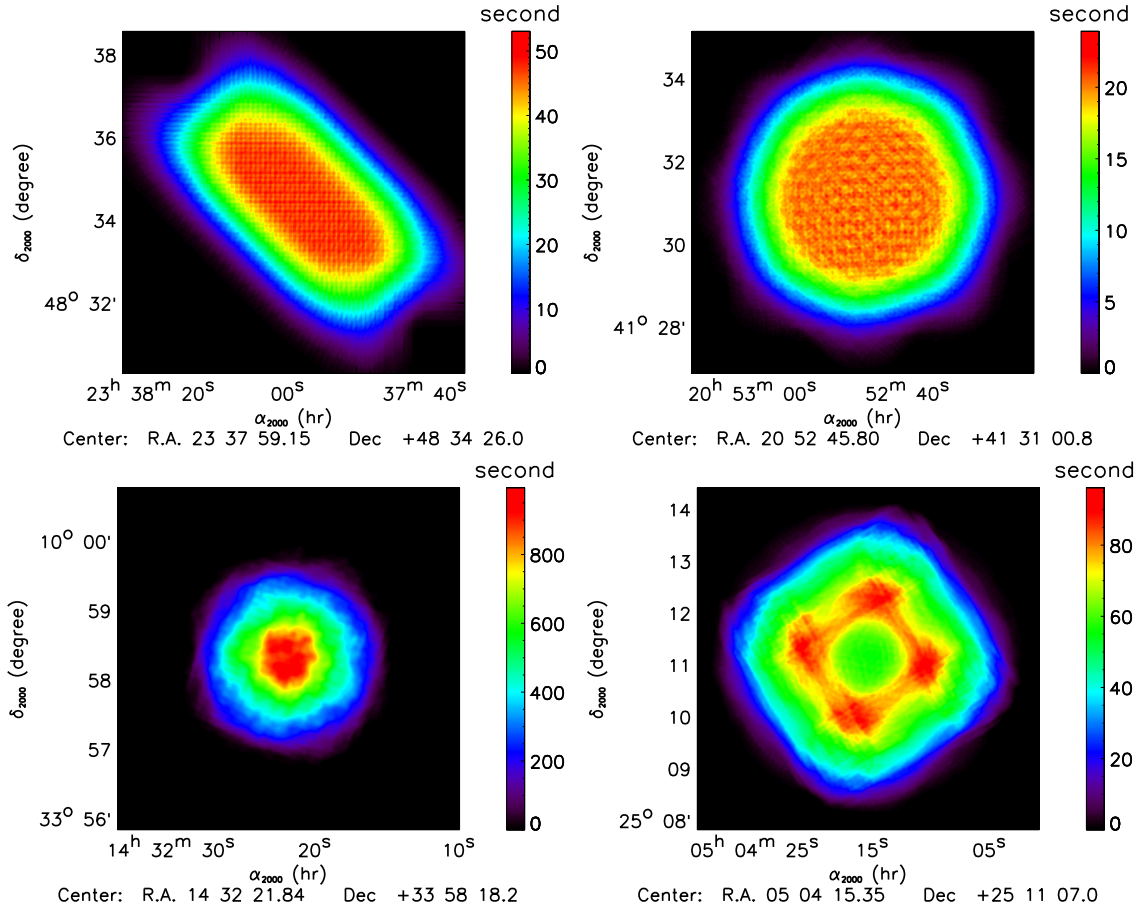


Figure 7.18 – Carte de temps passé par pixel de la carte. Plusieurs scans ont été combinés ici. **Haut** : OTF d'un scan allongé dans le sens d'un filament scanné selon les deux directions R.A. et Dec. (gauche) ; OTF d'un scan fait selon quatre directions en R.A.-Dec. (droite). **Bas** : lissajous d'amplitude 1 arcmin (gauche) ; lissajous d'amplitude 3 arcmin (droite).

La carte de variance issue des TOIs est alors reliée à la carte de poids par

$$V_{\text{TOI}}(x, y) = \frac{1}{\zeta_{\text{TOI}}(x, y)}. \quad (7.21)$$

La figure 7.19 illustre les cartes de déviation standard par pixel ($\sqrt{V_{\text{TOI}}(x, y)}$) pour les deux OTF dont la couverture est donnée par la figure 7.18. Puisque le bruit des détecteurs ne varie pas significativement suivant la position dans la matrice, la carte de variance est reliée à la carte de couverture par $V_{\text{TOI}}(x, y) \propto 1/T(x, y)$.

7.5.3 Combinaison des cartes

Les cartes de coups par scan sont simplement combinées de telle sorte que le temps par pixel total soit donné par $T_{\text{tot}}(x, y) = \sum_{\text{scan}} T_{\text{scan}}(x, y)$ et $H_{\text{tot}}(x, y) = \sum_{\text{scan}} H_{\text{scan}}(x, y)$.

Pour combiner les scans en terme de flux, la première solution consiste à propager les poids par scan issus des TOIs tels que décrits précédemment. Cependant, ces poids ignorent les corrélations résiduelles entre détecteurs qui conduisent à un bruit à grande échelle sur les cartes. Pour en tenir compte, les poids sont recalculés par scan sur les cartes directement comme l'inverse de

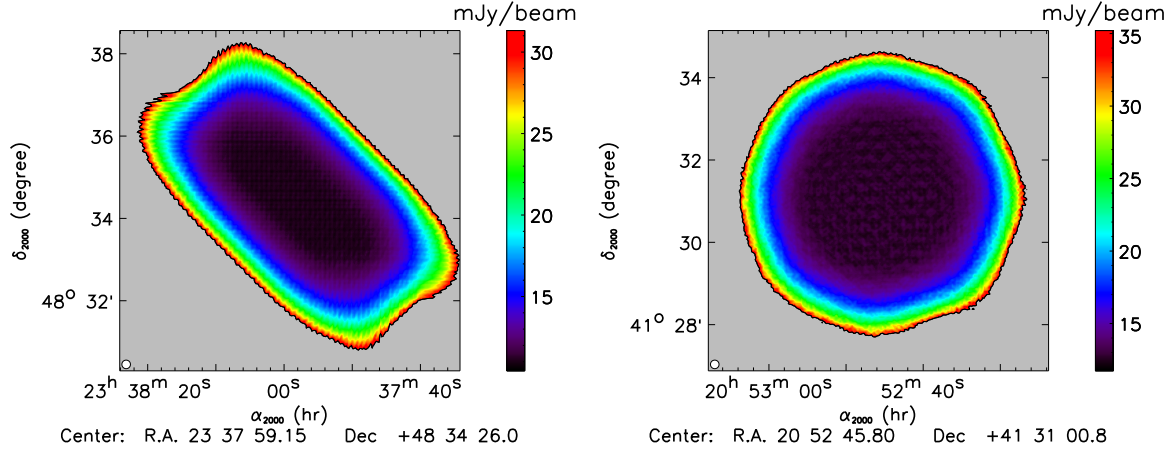


Figure 7.19 – Carte de déviation standard par pixel de la carte pour les deux OTF de la figure 7.18.

la variance de la carte une fois que celle-ci a été normalisée par le temps passé par pixel et en prenant soin de masquer la source :

$$\zeta_{\text{scan}}(x, y) = \frac{T_{\text{scan}}(x, y)}{V_{\text{Off-source}} \left[M(x, y) \times \sqrt{T_{\text{scan}}(x, y)} \right]}. \quad (7.22)$$

La carte de poids combinée est alors donnée par

$$\zeta_{\text{tot}}(x, y) = \sum_{\text{scan}} \zeta_{\text{scan}}(x, y) \quad (7.23)$$

et la carte de flux s'écrit

$$M_{\text{tot}}(x, y) = \frac{\sum_{\text{scan}} \zeta_{\text{scan}}(x, y) M(x, y)}{\zeta_{\text{tot}}(x, y)}. \quad (7.24)$$

La variance de la carte de flux s'écrit alors

$$V_{\text{tot, map}}(x, y) = \frac{1}{\zeta_{\text{tot}}(x, y)}. \quad (7.25)$$

Du fait de corrélations résiduelles entre les détecteurs, la déviation standard calculée à partir des cartes par scan est plus grande que celle propagée directement depuis les TOIs, mais la combinaison des cartes de flux n'est pas sensible à l'utilisation de l'une ou l'autre puisqu'elles sont proportionnelles tant que l'estimation des poids est dominée par le bruit. Dans le cas où les corrélations résiduelles entre détecteurs sont importantes, le bruit estimé des deux méthodes peut différer d'un facteur ~ 1.5 .

On vérifie également que le bruit estimé sur les cartes par scan est cohérent avec le bruit final dans les données en calculant la carte de variance directement sur la carte finale

$$V_{\text{finale map}}(x, y) = \frac{V_{\text{Off-source}} \left[M_{\text{tot}}(x, y) \times \sqrt{T_{\text{tot}}(x, y)} \right]}{T_{\text{tot}}(x, y)}. \quad (7.26)$$

Pour les lissajous, les effets systématiques décrits ci-dessus induisent une différence entre les deux approches dès que le temps d'intégration est suffisamment long pour qu'elles dominent par rapport au bruit.

La figure 7.20 donne l'exemple de la combinaison des cartes par scan de la galaxie proche M82 à 150 GHz. La cohérence des données sur les différents scans est contrôlée et les mauvais scans peuvent être éliminés à ce stade.

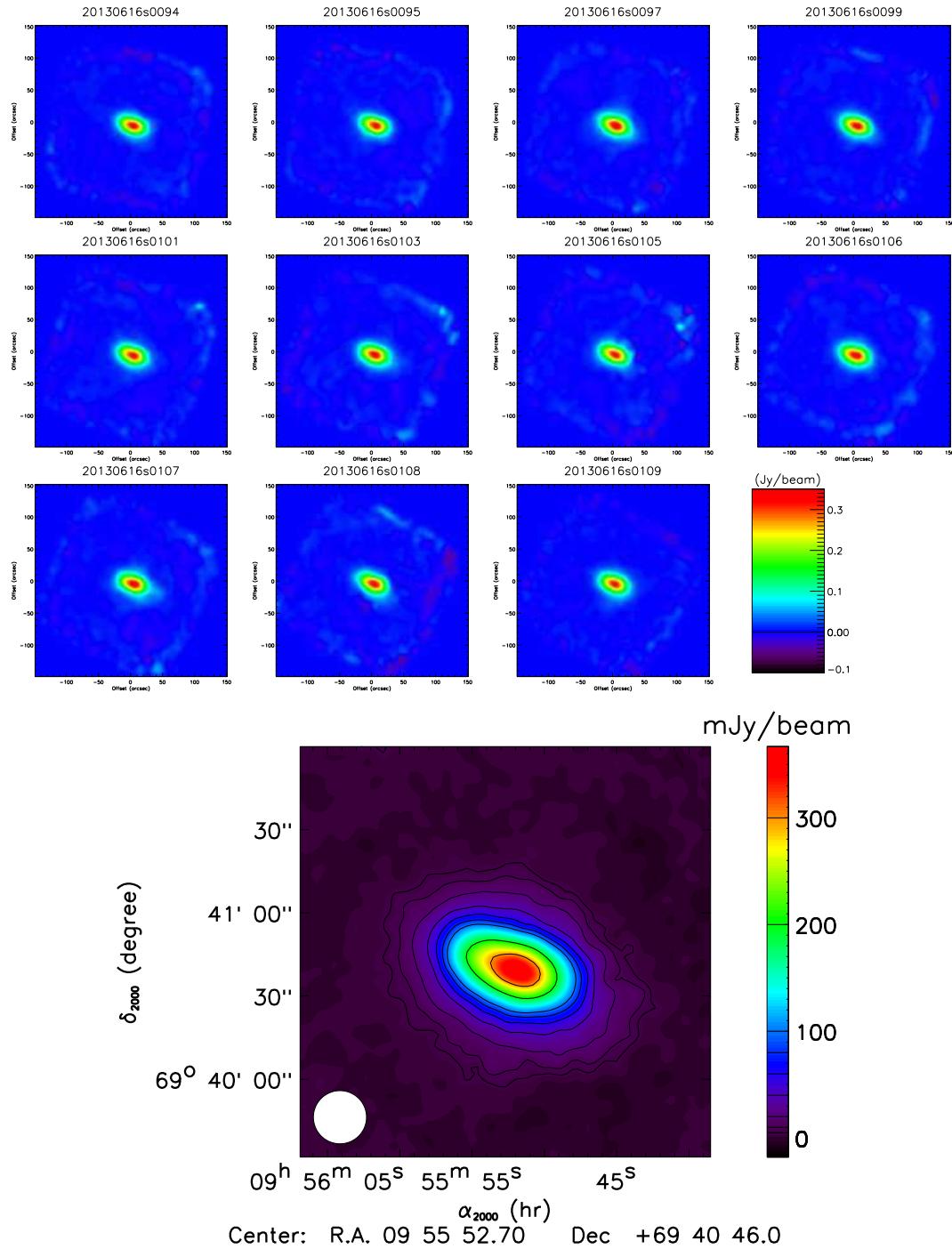


Figure 7.20 – Combinaison des cartes individuelles à 150 GHz de la galaxie proche M82 (haut) pour former la carte de flux finale (bas).

7.6 Résumé et conclusions

La construction de la chaîne d'analyse de *NIKA*, qui permet de passer des données brutes aux cartes astrophysiques, a été décrite dans ce chapitre. Son développement est nécessaire afin d'exploiter scientifiquement les observations, mais permet aussi de mieux comprendre les données issues des KIDs. Les données brutes sont sous la forme de TOIs qu'il est nécessaire de traiter avant de projeter le signal sur les cartes. Les TOIs sont dominées par le bruit atmosphérique corrélé entre détecteurs sur la totalité du plan focal. Le bruit électronique est lui aussi corrélé et contient une contribution par blocs d'électronique. On note également la présence de *glitches* et de lignes en fréquence générées par le système cryogénique. Les mauvaises données sont d'abord rejetées, puis les sources de bruits corrélés sont soustraites en combinant l'information des différents détecteurs. L'enjeu principal de cette étape étant de soustraire le bruit en affectant le moins possible le signal astrophysique ; plusieurs méthodes sont développées selon le type des sources observées. Deux méthodes de filtrage des basses fréquences sont également développées afin de réduire l'amplitude du bruit aux grandes échelles. Enfin, les cartes sont obtenues en projetant les TOIs nettoyées sur une grille de pixels en pondérant les échantillons par l'inverse de leur variance. Les différentes étapes de la chaîne d'analyse ont été illustrées dans le cas de sources observées en temps technique.

8

Etalonnage, caractérisation et développement d'un logiciel de traitement des cartes *NIKA*

Sommaire

8.1 Etalonnage	108
8.1.1 Mesure de la réponse angulaire	108
8.1.2 Procédure d'étalonnage adoptée par <i>NIKA</i>	113
8.1.3 Coefficients de conversions	116
8.2 Mesure du bruit	120
8.2.1 Distribution du bruit	120
8.2.2 Distribution du bruit par détecteur	120
8.2.3 Effet de l'opacité	121
8.2.4 Couleur du bruit	122
8.2.5 Matrice de covariance	124
8.3 Photométrie	125
8.3.1 Sources ponctuelles	125
8.3.2 Sources étendues	126
8.4 Profil radial	127
8.5 Recherche de sources compactes	128
8.6 Cartes d'indice spectral	128
8.7 Résumé et conclusions	129

Nous disposons à présent des cartes astrophysiques co-additionnées et des cartes par scan fournies par la chaîne d'analyse. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à leur utilisation en vue d'extraire de l'information sur la physique des objets observés. Dans ce contexte, il est utile d'avoir à disposition un panel d'outils permettant d'analyser les cartes immédiatement à la sortie de la chaîne d'analyse. Le schéma général de ces outils est donné par la figure 8.1. Il est décrit dans ce chapitre dans le contexte de l'étalonnage des données, en particulier celles des amas, ainsi que des procédures développées dans le but de l'analyse des cartes utilisées dans les chapitres suivants lors de l'interprétation du signal SZ. Certains utilitaires seront détaillés dans le chapitre 9 puisqu'ils sont directement couplés à la caractérisation du traitement des données par simulation. On notera que ces outils permettent également de fournir des produits (voir

figure 8.1) utilisés pour l'analyse plus poussée des données, telle que celle qui sera détaillée pour les amas de galaxies au chapitre 10, ou encore pour les observateurs externes.

Les cartes sont étalonnées en Jy/beam sur Uranus, c'est-à-dire pour les sources ponctuelles qui suivent le même spectre qu'Uranus¹. Dans un premier temps, nous allons décrire la procédure entreprise pour étalonner les données sur tous les types de sources et estimer l'erreur associée. Pour cela, il sera nécessaire de mesurer la réponse angulaire de l'instrument, d'utiliser les bandes passantes pour caractériser la réponse à un spectre donné, et de mesurer le niveau et la structure du bruit dans les données. Dans un deuxième temps, nous verrons comment mesurer le flux des sources observées, rechercher des sources compactes au sein de signal diffus, mesurer la structure radiale des sources et enfin utiliser les deux bandes de *NIKA* pour mesurer la distribution spatiale du spectre des sources.

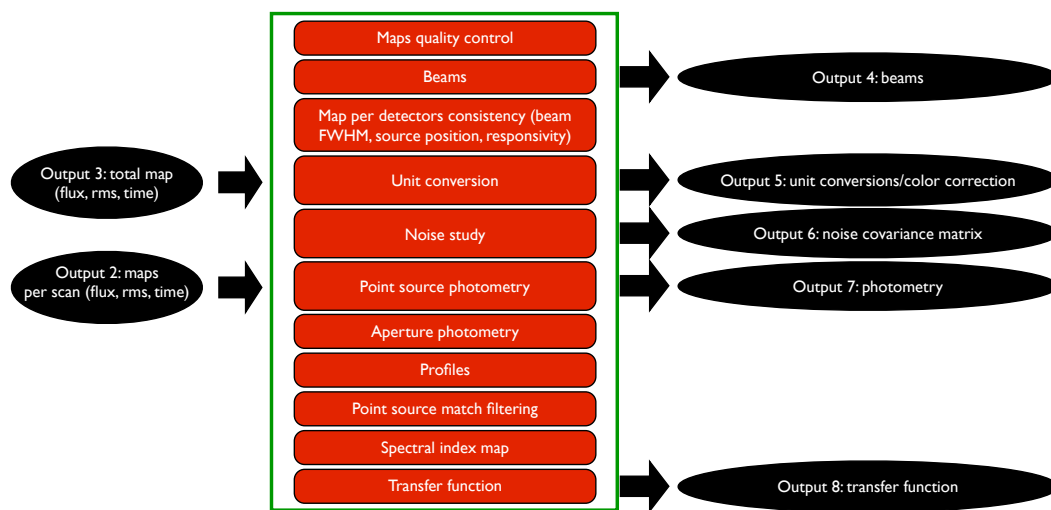


Figure 8.1 – Schéma général du fonctionnement de la chaîne d'analyse.

8.1 Etalonnage

Les détecteurs de *NIKA* mesurent la réponse à une puissance optique incidente. Celle-ci est intégrée dans les bandes passantes, sur la surface collectrice effective des détecteurs, et sur l'étendue du lobe. Pour relier la réponse des détecteurs à la densité de flux des sources observées, cette dernière est étalonnée sur une source ponctuelle dont la SED est connue, Uranus sauf indication contraire. Cependant, de manière générale, les sources observées ne sont pas nécessairement ponctuelles et ne suivent pas la même dépendance spectrale que le calibrateur. Il est alors nécessaire d'une part de connaître la réponse angulaire de l'instrument, le lobe, et d'autre part de corriger des dépendances spectrales des sources pour obtenir des données utilisables. Nous allons ici traiter de la mesure du lobe, puis entrer dans les détails du schéma d'étalonnage adopté par *NIKA*.

8.1.1 Mesure de la réponse angulaire

L'étalonnage en mode source ponctuelle, détaillée dans la suite, permet de mesurer très rapidement le flux de sources ponctuelles sans connaître précisément le lobe, $B(\theta, \phi)$. Cependant,

1. En d'autres termes, les planètes et les astéroïdes uniquement.

elle n'est pas utilisable dès que l'extension des sources est significative devant celui-ci. Il est alors nécessaire de mesurer le lobe pour tenir compte de son étendue réelle en fonction de l'angle. Jusque-là, nous avons considéré un lobe gaussien, ce qui est une bonne première approximation. Cependant, dès que l'on s'éloigne du cœur du lobe, des déviations sont attendues de par les imperfections du miroir primaire à grande échelle ($\sim 50\mu\text{m}$), induisant des lobes secondaires appelés lobes d'erreurs. Le lobe secondaire a été mesuré précisément avec l'instrument EMIR [Kramer *et al.*, 2013] sur la Lune. Il est néanmoins nécessaire de le mesurer directement avec *NIKA* du fait du couplage optique différent entre le télescope et les KIDs. On notera en particulier et en opposition à EMIR, que les plans focaux de *NIKA* sont illuminés directement sans couplage par cornets.

8.1.1.1 Ajustement paramétrique du lobe principal

La largeur à mi-hauteur du lobe est particulièrement importante puisque c'est la quantité qui caractérise la résolution angulaire d'un instrument. Afin de l'estimer, deux modèles sont utilisés ici. La carte d'Uranus est d'abord obtenue sur une grille de pixel de 2 arcsec. Les pixels sont organisés dans un vecteur en fonction de leur distance au centre de la carte et l'erreur est donnée par pixel comme décrite au chapitre 7. Le premier modèle consiste à ajuster sur ces données l'amplitude et la largeur à mi-hauteur d'une gaussienne à une dimension. Cette méthode ignore ainsi les déviations à grand rayon par rapport au lobe principal. La deuxième méthode en tient compte en ajoutant un polynôme d'ordre élevé pour modéliser le lobe d'erreur. Les deux modèles sont supposés être à symétrie circulaire. La figure 8.2 compare les deux modèles dans le cas de l'observation d'Uranus au Run8. Naturellement, le deuxième modèle rend mieux compte des données et on remarque en particulier un excès du lobe par rapport au modèle gaussien autour de 15 arcsec à 260 GHz et 23 arcsec à 150 GHz. Du fait de cet excès, le modèle gaussien sur-ajuste les données dans cette région et le cœur du lobe se trouve alors biaisé vers le bas, augmentant artificiellement la vraie largeur à mi-hauteur. A 150 GHz, on obtient un lobe gaussien de 18.2 arcsec pour 17.2 arcsec dans le cas du deuxième modèle. A 260 GHz, on obtient respectivement 12.0 et 11.0 arcsec.

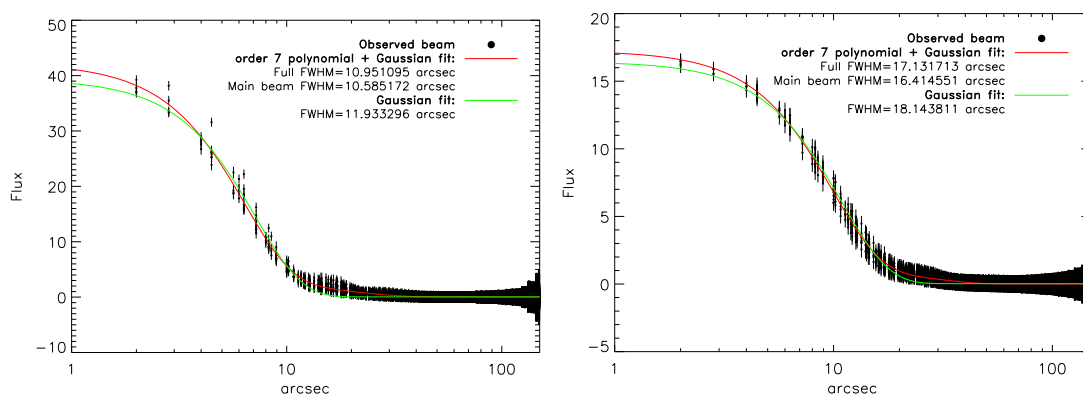


Figure 8.2 – Comparaison entre un modèle de lobe purement gaussien et un modèle incluant un polynôme d'ordre 7 lors de l'ajustement de la carte d'Uranus pour le Run8 à 260 GHz à gauche et 150 GHz à droite. La courbe verte donne le meilleur ajustement du modèle purement gaussien et la rouge en incluant le polynôme. Les résultats de l'ajustement sont donnés dans la légende.

8.1.1.2 Mesure de l'étendue du lobe

L'étendue du lobe est mesurée de façon non-paramétrique. Dans un premier temps, le profil radial du lobe est calculé tel que décrit dans la section 8.4 après avoir été normalisé à l'amplitude du lobe principal. Les observations de *NIKA* ne permettent pas de mesurer le lobe plus loin que la taille du scan, 180 arcsec. On utilise alors les résultats de [Kramer *et al.*, 2013] pour réajuster le niveau du lobe après 100 arcsec puisqu'à ces échelles le lobe est essentiellement dû aux déformations du télescope. La figure 8.3 donne en rouge le profil obtenu pour les observations d'Uranus du Run8. Le modèle purement gaussien du lobe est également représenté en jaune et l'on voit clairement apparaître un excès à grand rayon. La bosse observée autour de 130 arcsec à 260 GHz est associée au flambage des panneaux du miroir primaire du télescope. Elle est aussi présente à 150 GHz autour de 200 arcsec mais n'est pas visible sur la figure. On verra plus loin que l'anneau de diffraction correspondant est observable directement sur la carte du lobe à grand rayon.

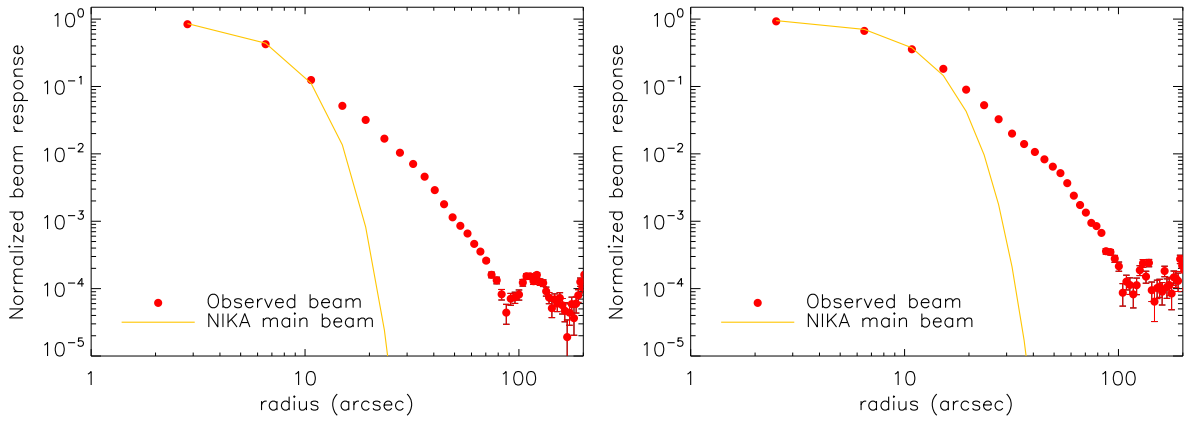


Figure 8.3 – Profil du lobe mesuré sur Uranus au Run8 à 260 GHz (gauche) et 150 GHz (droite). Reproduit pour le Run8 d'après [Catalano *et al.*, 2014b].

En intégrant le lobe jusqu'au rayon souhaité θ_{\max} , sur les scans disponibles d'Uranus obtenues avec des OTF suffisamment larges (on décrira la méthodologie à la section 8.3), on obtient l'étendue $\Omega_{\text{beam}}(\theta_{\max}) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{\max}} B(\theta, \phi) \sin(\theta) d\theta d\phi$. L'excès d'angle solide par rapport au lobe principal est alors donné par $\frac{\Omega_{\text{beam}}}{2\pi \sigma_{\text{beam}}^2}$ et vaut typiquement 28% et 34% à $\theta_{\max} = 90$ arcsec à 150 et 260 GHz pour le Run8. Les panneaux haut de la figure 8.4 donnent le profil intégré en bleu et la valeur attendue pour le modèle gaussien du lobe. Les barres d'erreur sont statistiques uniquement. L'erreur effective est obtenue grâce à la déviation standard des mesures de Ω_{beam} . Les panneaux bas de la figure 8.4 donnent la dispersion obtenue sur plusieurs mesures. Elle est de 4% et 12% à $\theta_{\max} = 90$ arcsec à 150 GHz et 260 GHz respectivement, pour le Run8².

2. Ces valeurs dépendent des conditions atmosphériques, mais sont similaires pour les autres campagnes d'observations.

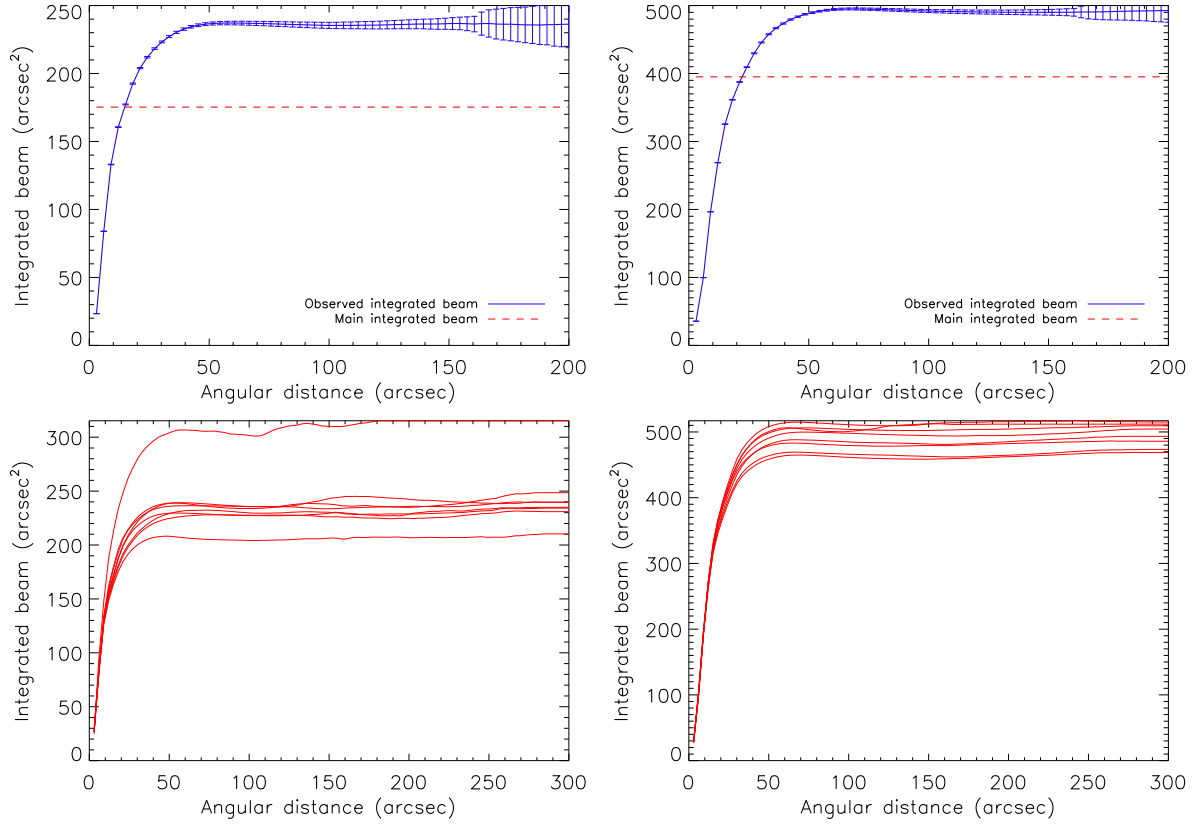


Figure 8.4 – *Mesure de l'étendue du lobe sur Uranus à 260 GHz à gauche et 150 GHz à droite. Haut : comparaison au lobe principal représenté par la ligne pointillée rouge. Les barres d'erreur sont statistiques uniquement. Bas : dispersion de l'étendue du lobe pour différents scans OTF d'Uranus du Run8.*

8.1.1.3 Le plateau

L'une des motivations premières de l'utilisation des KIDs est leur lecture simultanée avec un seul câble. En contre-partie, les détecteurs sont particulièrement sensibles aux effets de diaphonie (ou *cross-talk* en anglais). Une manifestation de *cross-talk* est l'observation d'un *plateau* sur les cartes par détecteur (figure 8.5). Il est interprété comme la sensibilité des détecteurs au flux total reçu sur la matrice. Une matrice de KIDs dans son ensemble agit ainsi elle-même comme un détecteur. Lors de l'observation d'une source ponctuelle, un détecteur voit apparaître sur sa carte un plateau correspondant à l'empreinte de la matrice. Néanmoins, dès lors que l'atmosphère est soustraite avec une méthode de type mode commun, le plateau, commun à tous les détecteurs, est soustrait lui aussi. La présence du plateau est illustrée sur la figure 8.5 par les cartes par détecteur obtenue en soustrayant l'atmosphère uniquement avec des polynômes ajustés loin de la source. Bien que légèrement étendue (un disque de ~ 15 arcsec), on utilise Saturne puisqu'elle est suffisamment brillante pour que les résidus atmosphériques, qui sont importants avec cette méthode, soient faibles devant le plateau. Le niveau du plateau est de 2% jusqu'au Run6, et à été beaucoup réduit pour les Runs suivants avec l'ajout de *bonding*, isolant les détecteurs les uns des autres. Il est maintenant inférieur à 1% en amplitude et est négligé dans la suite.

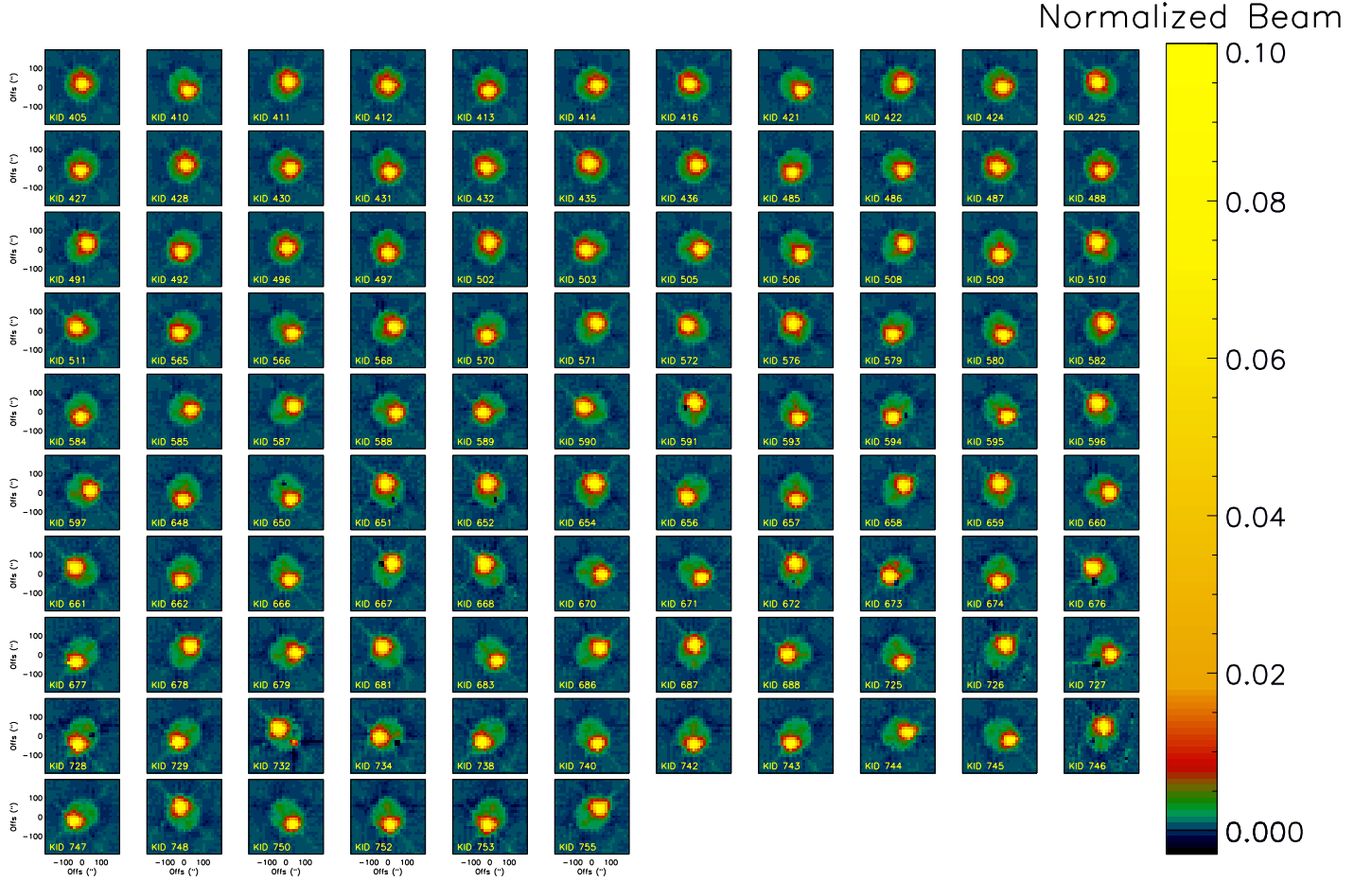


Figure 8.5 – *Mesure du plateau sur Saturne lors du Run6 à 140 GHz. Les cartes à 240 GHz sont plus bruitées, mais le niveau du plateau est similaire. Le plateau est visible comme l’empreinte de la matrice autour du lobe principal. Puisque les cartes sont réalisées dans le référentiel de la matrice pour chaque détecteur, le plateau apparaît au centre de chaque carte comme un halo de 2 arcmin de diamètre, alors que le lobe principal (couleur saturée) dépend de la position du détecteur dans le plan focal. Par exemple, le détecteur 588 est situé en bas à droite par rapport au centre de la matrice et son plateau est décentré dans la direction opposée par rapport à lui.*

8.1.1.4 Mesure du lobe à grand rayon

Saturne est étendue par rapport au lobe principal mais suffisamment petite par rapport au lobe lointain. La planète nous permet ainsi d’observer qualitativement la structure du lobe à $\theta \gtrsim 1$ arcmin directement sur la carte après avoir masqué le lobe principal. Celle-ci est donnée par la figure 8.6. La diffraction générée par les bras du télescope est visible comme une croix dont les axes sont orientés à 45 degrés par rapport à l’élévation et l’azimut. La diffraction générée par le flambage des panneaux du miroir primaire est également observable tel un anneau de ~ 2 arcmin et 3.5 arcmin de rayon à 240 et 140 GHz respectivement. Cette mesure permet ainsi de valider que la structure observée, qui est dominée par l’optique du télescope et non pas *NIKA* à ces échelles, est celle attendue d’après [Kramer *et al.*, 2013]. Le lobe lointain a une amplitude de l’ordre d’un pour mille par rapport au lobe principal et il est ignoré dans la suite.

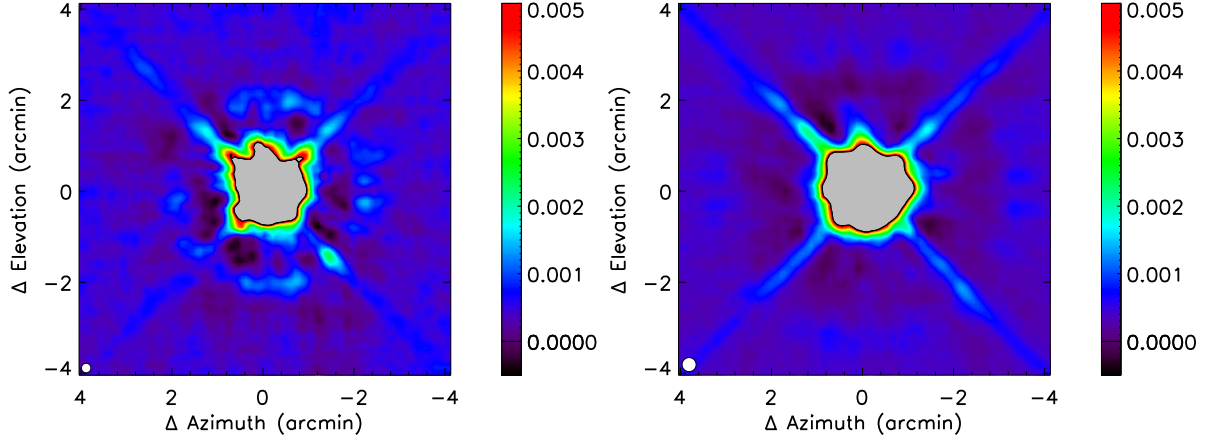


Figure 8.6 – Carte du lobe lointain normalisé mesuré sur Saturne lors du Run6 à 260 GHz à gauche et 150 GHz à droite. Extrait de [Catalano et al., 2014b].

8.1.1.5 Dépendance spectrale du lobe

Bien qu'il dépende de la fréquence, le lobe est mesuré avec Uranus comme calibrateur, dont la SED est notée $S_c(\nu)$. On calcule alors la fréquence effective à laquelle le lobe est mesuré comme la fréquence moyenne pondérée par les bandes passantes et le spectre d'Uranus,

$$\nu_{\text{eff}}^{\text{beam}} = \frac{\int S_c(\nu) Tr(\nu) \times \nu \, d\nu}{\int S_c(\nu) Tr(\nu) \, d\nu}. \quad (8.1)$$

La fonction $Tr(\nu)$ donne la transmission spectrale de *NIKA*, incluant celle de l'atmosphère (voir figure 4.6). On suppose que la dépendance en fréquence du lobe est dominée par la diffraction autour de la fréquence d'observation, on attend ainsi que sa taille angulaire varie comme $1/\nu$. On obtient $\nu_{\text{eff}}^{\text{beam}} = 156$ et 259 GHz pour les campagnes ayant eu lieu après le Run6. La dépendance spectrale du lobe s'écrit alors

$$\begin{cases} B(\theta, \phi, \nu) &= B\left(\theta \times \frac{\nu}{\nu_{\text{eff}}^{\text{beam}}}, \phi, \nu_{\text{eff}}^{\text{beam}}\right) \\ \Omega_{\text{beam}}(\nu) &= \Omega_{\text{beam}}(\nu_{\text{eff}}^{\text{beam}}) \times \left(\frac{\nu_{\text{eff}}^{\text{beam}}}{\nu}\right)^2 \end{cases} \quad (8.2)$$

Le lobe, dont la forme a été caractérisée jusqu'à grands rayons, est ainsi décrit de manière unique à toutes les fréquences, à un facteur d'échelle angulaire près variant comme $1/\nu$. On vérifie que cette description est correcte à quelques pourcents près entre les deux bandes de fréquence de *NIKA* et l'on obtient $(\nu_{\text{eff}}^{\text{beam}} \times \text{FWHM})_{150 \text{ GHz}} = 0.94 \times (\nu_{\text{eff}}^{\text{beam}} \times \text{FWHM})_{260 \text{ GHz}}$.

8.1.2 Procédure d'étalonnage adoptée par *NIKA*

8.1.2.1 Calibrateur primaire et spectre de référence

La puissance optique reçue par un détecteur de surface dS , entre les fréquences ν et $\nu + d\nu$, dans un angle solide $d\Omega$, exposé à une intensité $I_\nu(\Omega)$, s'écrit

$$dP = I_\nu(\Omega) \, dS \, d\Omega \, d\nu. \quad (8.3)$$

Le flux du calibrateur primaire mesuré par *NIKA*, essentiellement Uranus, est donné à partir de sa température de brillance, $T_c(\nu)$, tel que $S_c(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_c(\nu)}\right) - 1 \right]^{-1}$. La puissance réelle reçue est alors obtenue en intégrant sa brillance sur les bandes passantes, ainsi que sur l'angle solide de la planète tel que son flux dans la bande ν_b soit

$$F_{c,\nu_b} = \frac{\int \pi \theta_c^2 \times \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_c(\nu)}\right) - 1 \right]^{-1} \times \frac{Tr(\nu)}{\nu^2} d\nu}{\int \frac{Tr(\nu)}{\nu^2} d\nu} \quad [\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}]. \quad (8.4)$$

Le terme θ_c donne le rayon angulaire de la planète qui est connu au moment des observations. Pour Uranus, cette valeur varie très peu avec $2\theta_c \simeq 3.5$ arcsec. On considérera toujours Uranus comme ponctuelle puisque la convolution d'un disque de 3.5 arcsec de diamètre avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 12.0 et 18.2 arcsec élargie cette dernière par seulement 0.17 et 0.12 arcsec respectivement. La température de brillance d'Uranus est donnée par $T_c(\nu)$, qui dépend de la fréquence, avec $T_c(150 \text{ GHz}) \simeq 111 \text{ K}$ et $T_c(260 \text{ GHz}) \simeq 91 \text{ K}$. On utilise pour cela le modèle donné par [Moreno, 2010] qui est précis à 5% près [Planck Collaboration *et al.*, 2015e]. La transmission spectrale est donnée par le produit de la transmission instrumentale et atmosphérique, $Tr(\nu) = Tr_{\text{B.P.}}(\nu) \times Tr_{\text{Atm.}}(\nu)$. Les bandes passantes instrumentales de *NIKA*, $Tr_{\nu_b}(\nu)$, ont été mesurées en fonction de la fréquence avec une source étendue éclairant toute la matrice de détecteurs uniformément. Dans ce cas le flux mesuré est proportionnel à l'étendue du lobe, or l'étalonnage est fait ici sur Uranus qui est ponctuelle. Pour tenir compte de la dépendance de l'étendue du lobe avec la fréquence, les bandes passantes sont normalisées par ν^2 (voir section 8.1.1.5). Enfin, la transmission de l'atmosphère, $Tr_{\text{Atm.}}(\nu) = \exp(-\tau/\sin(el))$, doit être prise en compte. Selon la quantité de vapeur d'eau précipitable, la transmission effective de l'instrument est légèrement affectée puisque le rapport $\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ n'est pas constant de sorte que le flux attendu d'Uranus varie légèrement, même après avoir corrigé de l'opacité. Cet effet implique une différence de l'ordre de 3.5% et 5.5% à 260 et 150 GHz entre des conditions atmosphériques excellentes (p.w.v. = 0) et médiocres (p.w.v. = 15 mm). Le flux d'Uranus varie lentement avec le temps en fonction de la distance Terre-Uranus; il est considéré comme constant sur la durée d'une campagne avec des valeurs typiques de 16 et 37 Jy à 150 et 260 GHz respectivement.

Une fois le flux intégré sur la bande, la notion de fréquence de référence est perdue. Cependant, il est nécessaire de donner la valeur de la SED des sources mesurées à une fréquence donnée, ne serait-ce que pour les comparer avec les mesures d'autres instruments, ou les utiliser pour ajuster un spectre. Il existe alors deux approches équivalentes. La première consiste à donner les flux pour une fréquence effective pour chaque spectre, tel que la SED prise à cette fréquence soit égale à la SED intégrée sur les bandes après avoir étalonné les données en utilisant F_{c,ν_b} comme référence. La deuxième consiste à définir (arbitrairement) une fréquence associée à la bande passante quel que soit le spectre, et corriger la SED des sources mesurées par des corrections de couleur. Dans ce cas, les données sont étalonnées en utilisant un spectre de référence pris à la fréquence de référence. Nous choisissons la deuxième option, car elle s'avère plus pertinente lorsque les cartes sont composées d'un mélange de composantes avec des spectres différents. Les fréquences de références, ν_0 , sont celles citées tout au long de cette thèse : 140 et 240 GHz pour les Run5 et 6, et 150 et 260 GHz pour les campagnes suivantes. Le spectre de référence utilisé pour étalonner les données est celui d'Uranus. On remarquera que ce choix est différent des autres expériences qui utilisent en général la convention IRAS [Beichman *et al.*, 1988], soit un spectre $\nu I_\nu = \text{constant}$, comme par exemple Planck HFI [Planck Collaboration *et al.*, 2014f].

NIKA utilise comme référence le flux

$$F_{c,\nu_0} = \pi\theta_c^2 \times \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu_0}{k_B T_c(\nu_0)}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (8.5)$$

ce qui revient à l'équation 8.4 en considérant que les bandes passantes sont infiniment fines, centrées sur la fréquence ν_0 . Dès lors que les sources ne suivent pas un spectre proportionnel à celui d'Uranus, nous allons devoir effectuer des corrections de couleur en utilisant le vrai flux F_{c,ν_b} et le spectre supposé connu de la source pour se rapporter à la fréquence ν_0 (voir ci-après).

8.1.2.2 Etalonnage en mode source ponctuelle

La mesure du flux des sources ponctuelles faibles ne peut se faire qu'en ajustant l'amplitude du lobe de largeur fixe (supposé gaussien dans notre cas) sur la source (on discutera dans la section 8.3 des subtilités de la procédure de mesure de photométrie sur les cartes et de son incertitude). En effet, le signal sur bruit parfois à la limite de détection ne permet pas toujours de contraindre d'autres paramètres. *NIKA* est étalonné pour de telles sources. Le flux d'une source ponctuelle à la fréquence de référence est alors donné par rapport à celui du calibrateur tel que

$$F_{P.S.,\nu_0} = A_{P.S.} \times \frac{F_{c,\nu_0}}{A_c} \times \left(\frac{\nu_{\text{eff}}^{\text{beam}}}{\nu_{P.S.}^{\text{beam}}} \right)^2 \times C_{\text{col}}, \quad (8.6)$$

où $A_{P.S.}$ et A_c sont les amplitudes des gaussiennes ajustées sur la source ponctuelle et le calibrateur. La quantité reliée physiquement au flux des sources ponctuelles est l'intégrale de la gaussienne utilisée comme modèle de lobe, soit $2\pi\sigma(\nu_{P.S.}^{\text{beam}})^2 A_{P.S.}$, avec $\nu_{P.S.}^{\text{beam}}$ la fréquence effective du lobe pour le spectre de la source calculée similairement à l'équation 8.1. La largeur du lobe (fixe) utilisée pour la source ponctuelle est donc normalisée par $\nu_{\text{eff}}^{\text{beam}}/\nu_{P.S.}^{\text{beam}}$ pour tenir compte de sa dépendance spectrale. Le lobe étant adapté au spectre de la source, le terme en fréquence permet de compenser la dégénérescence entre l'amplitude de la gaussienne et sa largeur, la quantité $2\pi\sigma(\nu_{P.S.}^{\text{beam}})^2 A_{P.S.}$ étant conservée. Enfin la correction de couleur est donnée par C_{col} . Elle permet de passer du flux mesuré dans les bandes passantes à celui qui serait mesuré par une bande passante infiniment fine centrée sur la fréquence de référence. Le détail de son calcul sera présenté à la section 8.1.3.1. L'étalonnage est donc effectué en Jansky par lobe gaussien dont la largeur est déterminée par le calibrateur primaire, ou plus souvent appelé Jy/beam. C'est-à-dire que le flux est donné pour un modèle de lobe tel que celui utilisé pour l'étalonnage et l'on s'affranchit ainsi de le connaître précisément pour mesurer le flux des sources ponctuelles.

Pour quantifier l'erreur d'étalonnage sous-jacente globale (opacité, variation du lobe, stabilité instrumentale, ...) lors d'une campagne, on utilise tous les scans d'Uranus effectués avec des OTF. Le flux d'Uranus est alors ajusté et la déviation standard des valeurs mesurées donne l'erreur d'étalonnage en mode source ponctuelle. La position ajustée de la source donne quant à elle l'erreur de pointage. La figure 8.7 illustre la mesure de l'erreur d'étalonnage pour le Run8. L'étalonnage en mode source ponctuelle est alors estimée précise à 15% et 10% à 260 et 150 GHz en utilisant l'écart-type des mesures de flux [Catalano *et al.*, 2014b].

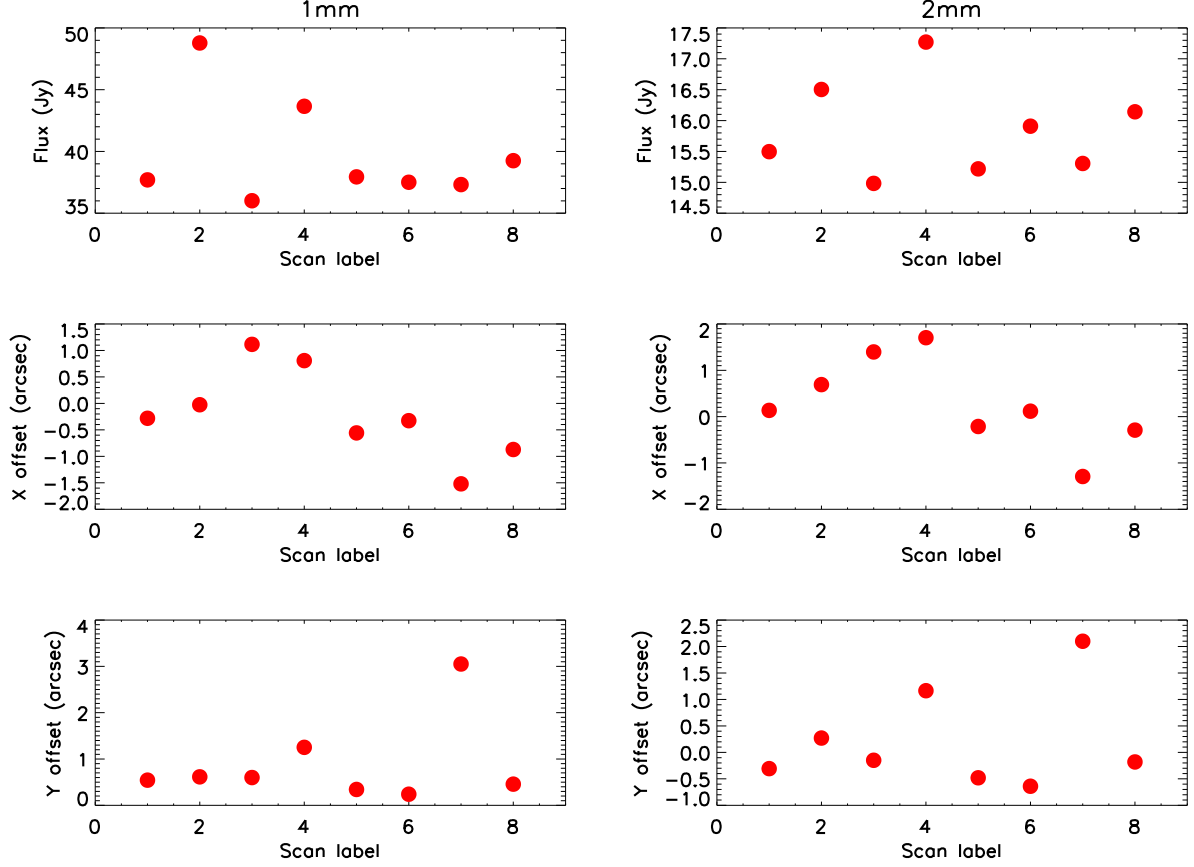


Figure 8.7 – Dispersion des flux et de la position selon les axes x et y d’Uranus pour les huit OTF utilisés pour l’étalonnage absolu du Run8, de haut en bas respectivement.

8.1.3 Coefficients de conversions

Le Jansky/beam est une unité pratique pour les sources ponctuelles mais inutilisable pour les sources étendues. De plus, le lobe lui-même dépend de la fréquence et donc du spectre des sources observées. Pour comparer nos résultats aux autres expériences et extraire de l’information physique des données, cette unité doit être convertie en une unité standard de brillance, le Jy/sr.

Une fois le lobe connu, la conversion entre Jy/beam et le Jy/sr est faite simplement en normalisant les cartes par l’étendue du lobe mesuré sur Uranus et exprimé en stéradian. On vérifie ainsi que la carte d’une source ponctuelle, qui s’écrit $A_{P.S.} B(\theta, \phi, \nu_{P.S.}^{beam}) C_{col}$, donne bien par construction le flux réel de la source à la fréquence effective une fois intégrée par photométrie d’ouverture, $F_{P.S., \nu_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A_{P.S.} B(\theta, \phi, \nu_{P.S.}^{beam})}{\Omega_{beam}(\nu_{eff}^{beam}) C_{col}} dx dy$, en vertu des équations 8.2 et 8.6.

8.1.3.1 Correction de couleur

Afin de donner le flux des sources observées tel qu’il serait à la fréquence de référence ν_0 , il est nécessaire de calculer le coefficient de correction de couleur, C_{col} , tel que le flux de la source à la fréquence ν_0 soit

$$F_s(\nu_0) = C_{col} \times \hat{F}_s, \quad (8.7)$$

où \hat{F}_s est le flux estimé à partir de la carte étalonnée, en utilisant l'équation 8.6 dans le cas des sources ponctuelles. Le coefficient de correction de couleur est donc donné par

$$C_{\text{col}} = \frac{F_c(\nu_b)}{F_c(\nu_0)} \times \frac{F_s(\nu_0)}{F_s(\nu_b)} = \frac{F_c(\nu_b)}{F_c(\nu_0)} \times F_s(\nu_0) \times \frac{\int \frac{Tr(\nu)}{\nu^{\beta_{\text{diff}}}} \times d\nu}{\int F_s(\nu_0) f(\nu/\nu_0) \times \frac{Tr(\nu)}{\nu^{\beta_{\text{diff}}}} d\nu}, \quad (8.8)$$

où $F_c(\nu_b)$ est le flux du calibrateur mesuré dans la bande-passante, $F_c(\nu_0)$ son flux à la fréquence de référence, $F_s(\nu_b)$ le flux de la source observée dans la bande-passante et $F_s(\nu_0)$ celui à la fréquence de référence. Le flux de la source observée est exprimé comme l'amplitude de son spectre à la fréquence de référence, que multiplie une dépendance spectrale $f(\nu/\nu_0)$. Dans la deuxième égalité, le terme $F_s(\nu_0)$ est écrit explicitement pour des raisons de clarté, mais il se simplifie naturellement et seule la forme du spectre, et non pas son amplitude, est nécessaire pour calculer la correction de couleur. Le caractère diffus ou ponctuel de la source, par rapport au lobe, est inclus dans le coefficient β_{diff} qui est égal à 2 pour les sources ponctuelles et 0 pour les sources diffuses. On vérifie à partir des équations 8.4, 8.5, 8.7 et 8.8 que pour un spectre qui suit celui du calibrateur, alors $C_{\text{col}} = 1$ de sorte que $\hat{F}_s = F_s(\nu_0)$. Dans le cas d'une source ponctuelle, la dépendance en fréquence du lobe se simplifie et l'équation 8.8 devient plus simplement

$$C_{\text{col}} = \frac{\int f_c(\nu/\nu_0) \times \frac{Tr(\nu)}{\nu^2} \times d\nu}{\int f(\nu/\nu_0) \times \frac{Tr(\nu)}{\nu^2} d\nu}, \quad (8.9)$$

avec $f_c(\nu/\nu_0)$ la dépendance spectrale normalisée du calibrateur. La table 8.1 donne les corrections de couleurs pour des sources ponctuelles dont le spectre est de type $f(\nu/\nu_0) = (\nu/\nu_0)^\alpha$, dans le cas du Run8.

Table 8.1 – Corrections de couleur pour un spectre vérifiant $f(\nu/\nu_0) = (\nu/\nu_0)^\alpha$. On suppose que l'observation du calibrateur et de la source sont effectuées avec la même quantité de vapeur d'eau précipitable et on donne les valeurs pour p.w.v = 2 mm et 5 mm. Les valeurs sont données pour les bandes passantes à partir du Run7. Les coefficients α correspondent à des cas physiques, depuis les sources de type radio aux sources de type poussiéreuses.

α	150 GHz				260 GHz			
	Ponctuelle		Diffuse		Ponctuelle		Diffuse	
	p.w.v = 2 mm	5 mm	2 mm	5 mm	2 mm	5 mm	2 mm	5 mm
-3	0.94	0.92	0.99	0.97	0.80	0.78	0.85	0.83
-2	0.97	0.95	1.00	0.98	0.85	0.84	0.89	0.88
-1	0.99	0.98	1.00	0.99	0.90	0.89	0.92	0.91
0	1.00	0.99	1.00	0.99	0.95	0.94	0.95	0.94
1	1.00	1.00	0.99	0.98	0.98	0.98	0.96	0.96
2	1.00	1.00	0.97	0.97	1.01	1.01	0.97	0.98
3	0.98	0.99	0.94	0.95	1.03	1.04	0.98	0.98
4	0.96	0.98	0.91	0.92	1.04	1.05	0.97	0.98

Les corrections données ici sont pour des flux mesurés dans une unité homogène au Jy.

8.1.3.2 Changement d'unité

Il est très souvent utile de pouvoir exprimer la brillance de surface dans d'autres systèmes d'unités, notés ici par la grandeur X , et qui sont reliés aux variations d'intensité spécifique, I_ν ,

par

$$I_{\nu,X} = f_X(\nu)X, \quad (8.10)$$

avec $f_X(\nu)$ une fonction de la fréquence uniquement. Nous allons ici nous intéresser aux grandeurs utilisées dans le cas de *NIKA* : la température Rayleigh-Jeans, la température rapportée au CMB, et enfin le paramètre de Compton y . De façon générale, un changement d'unité entre les grandeurs X_i et X_j s'écrit tel que

$$dI_\nu = \frac{dI_{\nu,X_i}}{dX_i} dX_i = \frac{dI_{\nu,X_j}}{dX_j} dX_j \quad [\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}], \quad (8.11)$$

où dI_{ν,X_i} exprime un changement de brillance exprimé par la grandeur X_i . Cette équation devient, en intégrant sur les bandes passantes,

$$\frac{dX_i}{dX_j} = \frac{\int \frac{dI_{\nu,X_j}}{dX_j} \times \frac{Tr(\nu)}{\nu^{\beta_{\text{diff}}}} \times d\nu}{\int \frac{dI_{\nu,X_i}}{dX_i} \times \frac{Tr(\nu)}{\nu^{\beta_{\text{diff}}}} \times d\nu} = \frac{\int f_{X_j} \times \frac{Tr(\nu)}{\nu^{\beta_{\text{diff}}}} \times d\nu}{\int f_{X_i} \times \frac{Tr(\nu)}{\nu^{\beta_{\text{diff}}}} \times d\nu}, \quad (8.12)$$

soit le coefficient de passage de la grandeur X_j à X_i . Puisque ces unités sont utilisées pour exprimer une brillance de surface, on considérera que les sources sont étendues ici et on pose $\beta_{\text{diff}} = 0$.

Kelvin Rayleigh-Jeans Le spectre de corps noir s'écrit

$$I_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (8.13)$$

Ainsi, dans la limite Rayleigh-Jeans, où $h\nu \ll k_B T$, la brillance devient

$$I_{\nu,\text{RJ}} = \frac{2\nu^2 k_B}{c^2} T_{\text{RJ}}, \quad (8.14)$$

ce qui autorise l'utilisation de la température Rayleigh-Jeans pour exprimer la brillance des sources, avec ici $X \equiv T_{\text{RJ}}$. Si la source suit vraiment un spectre de corps noir alors cette température est indépendante de la fréquence, mais cette définition n'impose pas que la source suive un spectre de corps noir dans la limite Rayleigh-Jeans.

Kelvin CMB Le Kelvin CMB permet d'exprimer les changements d'intensité spécifique comme les variations de température du CMB. Le CMB étant un corps noir à $T_{\text{CMB}} = 2.7255 \text{ K}$, on écrit alors

$$I_{\nu,\text{CMB}} = \left. \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} \right|_{T_{\text{CMB}}} \Delta T_{\text{CMB}}, \quad (8.15)$$

avec ici $X \equiv \Delta T_{\text{CMB}}$

Paramètre de Compton Le paramètre de Compton est une quantité associée à une brillance de surface indépendante de la fréquence dans le cas de l'effet tSZ. L'équation 3.6 permet en effet d'exprimer la brillance comme

$$I_{\nu,\text{tSZ}} = \left. \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} \right|_{T_{\text{CMB}}} \times T_{\text{CMB}} \left(\frac{h\nu}{k_B T_{\text{CMB}}} \frac{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_{\text{CMB}}}\right) + 1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_{\text{CMB}}}\right) - 1} - 4 \right) y_{\text{tSZ}}, \quad (8.16)$$

avec ici $X \equiv y_{\text{tSZ}}$.

Les MJy/sr sont *a priori* exprimés par rapport au spectre du calibrateur (et non pas $\nu I_\nu = \text{constant}$) et on exprime la fonction f_X dans le cas des MJy/sr comme $f_{\text{MJy/sr}} = \frac{S_c(\nu)}{S_c(\nu_0)}$. Les équations 8.12, 8.14, 8.15 et 8.16 nous permettent ainsi de calculer les coefficients de conversion donnés dans la table 8.2. Dans le cas de la conversion de Jy/beam à y_{tSZ} , le coefficient de passage de MJy/sr à y_{tSZ} est calculé puis multiplié par l'étendue du lobe prise à la fréquence effective du spectre tSZ (équations 8.1 et 8.2).

Table 8.2 – Coefficients de conversion d'unités. Les valeurs sont données pour les bandes passantes à partir du Run7.

Conversion	150 GHz		260 GHz	
	p.w.v = 2mm	5mm	2mm	5mm
$K_{\text{RJ}} / K_{\text{CMB}}$	0.561	0.564	0.225	0.228
$K_{\text{CMB}} / y_{\text{tSZ}}$	-2.48	-2.51	1.59	1.54
$\text{MJy sr}^{-1} / K_{\text{RJ}}$	715	714	2132	2127
$\text{Jy/beam} / y_{\text{tSZ}}$	-10.9	-11.1	3.44	3.37

Les erreurs sur les coefficients de conversion et les corrections de couleur sont calculées en utilisant la dispersion des coefficients obtenus en utilisant les bandes passantes par détecteurs, en supposant que celles-ci reflètent l'erreur systématique associée à la méconnaissance des bandes passantes³. Puisque cette thèse est focalisée sur l'effet SZ, on donne sur la figure 8.8 la dispersion obtenue dans le cas de la conversion entre paramètre de Compton et Jy/beam. Afin de quantifier la dépendance atmosphérique, on calcule les distributions pour 2, 5 et 15 mm de vapeur d'eau précipitable. L'erreur sur les coefficients de conversion est obtenue comme la déviation standard de la distribution pour 2 mm de vapeur d'eau précipitable, soit 3.6 et 1.6% à 260 et 150 GHz.

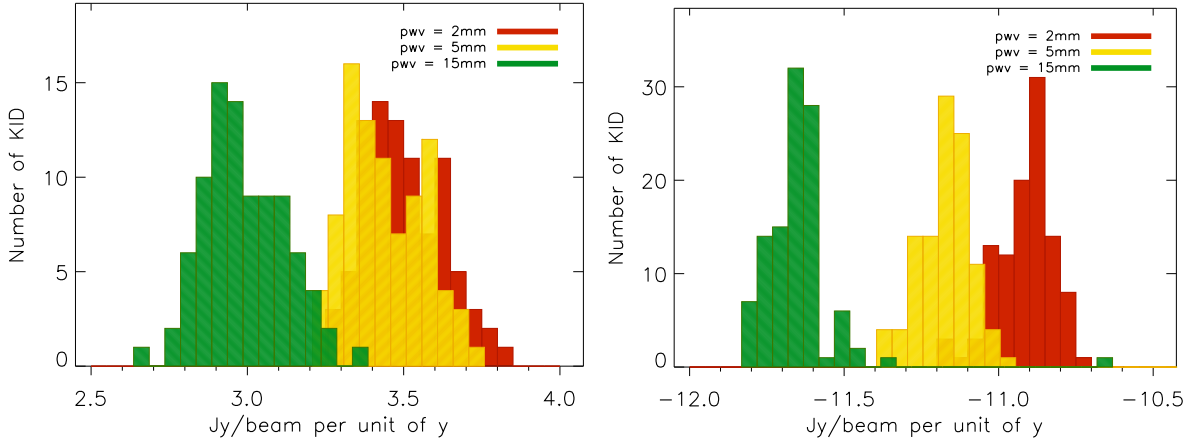


Figure 8.8 – Distribution de la conversion d'unité pour l'effet tSZ par détecteur en fonction de la quantité de vapeur d'eau à 260 GHz à gauche et 150 GHz à droite. On notera que l'histogramme pour lequel $p.w.v = 15 \text{ mm}$ est purement illustratif puisque l'effet SZ n'est jamais observé dans de si mauvaises conditions.

3. La bande passante est attendue être la même pour tous les détecteurs puisque le chemin optique, les filtres, etc, sont les mêmes.

8.2 Mesure du bruit

La caractérisation des performances d'un instrument passe évidemment par l'estimation de sa sensibilité. De plus la mesure du bruit est primordiale pour prédire le temps requis lors de l'observation d'une source donnée, ou encore lors de l'analyse des cartes afin de propager l'erreur vers les grandeurs physiques que l'on cherche à extraire. Nous allons décrire dans cette section la stratégie employée pour caractériser le bruit dans les données.

8.2.1 Distribution du bruit

Au chapitre 7, nous avons supposé que le bruit se comportait comme une variable aléatoire gaussienne. Pour le vérifier, nous représentons sur la figure 8.9 la distribution du bruit par pixels de la carte finale lors de l'observation d'une source compacte faible par un OTF. La valeur du bruit dans chaque pixel est multipliée par le temps passé dans ces derniers pour tenir compte de l'inhomogénéité du bruit, de telle sorte que la variable utilisée pour décrire le bruit soit $M(x, y)\sqrt{T(x, y)}$. La distribution observée est très bien décrite par celle d'une variable aléatoire gaussienne et l'ajustement de l'écart-type de la distribution donne une mesure de la sensibilité. On note que le bruit exprimé en $\text{Jy}/\text{beam s}^{1/2}$ est plus grand d'un facteur ~ 2.5 entre 150 et 260 GHz, ce qui correspond à un facteur ~ 8 en unité de paramètre de Compton.

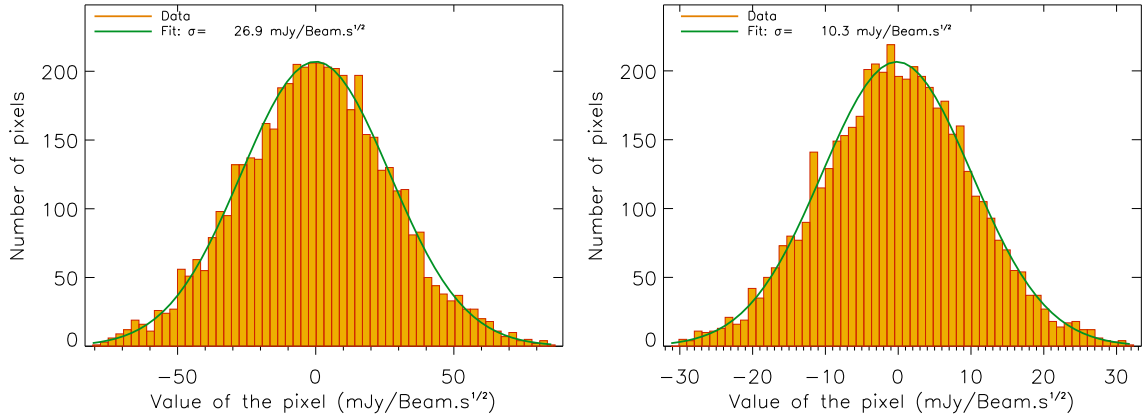


Figure 8.9 – Distribution du bruit estimé à partir des pixels de la carte finale d'une source faible et compacte observée avec un OTF à 260 GHz (gauche) et 140 GHz (droite).

8.2.2 Distribution du bruit par détecteur

La même stratégie est employée sur les cartes par détecteur afin de mesurer l'homogénéité des KIDs sur les matrices. La figure 8.10 donne la distribution des écart-types obtenus par détecteur, tels que ceux donnés sur la figure 8.9 pour la carte combinée. Ce calcul est réalisé d'une part sur la carte finale directement, et d'autre part en utilisant le bruit propagé depuis les TOIs. On remarque alors une différence entre les deux. Les distributions issues des TOIs sont plus basses d'environ 15%. Puisque les cartes par détecteurs sont combinées en les pondérant par leur bruit, on attend *a priori* que l'écart-type de la distribution de la figure 8.9 soit centré sur la partie basse des distributions par détecteurs. En pratique, les corrélations résiduelles entre détecteurs induisent une distribution centrée plutôt sur la moyenne des détecteurs. On notera que la matrice à 150 GHz utilisée depuis le Run7 est d'une qualité exceptionnelle de par son niveau de bruit très bas, son homogénéité, et la reproductibilité des résultats qu'elle procure. Les résultats présentés ici ne sont pas utilisés directement dans la suite, mais ils offrent une

caractérisation des matrices qui permet d'orienter la direction du développement instrumental pour les perfectionner.

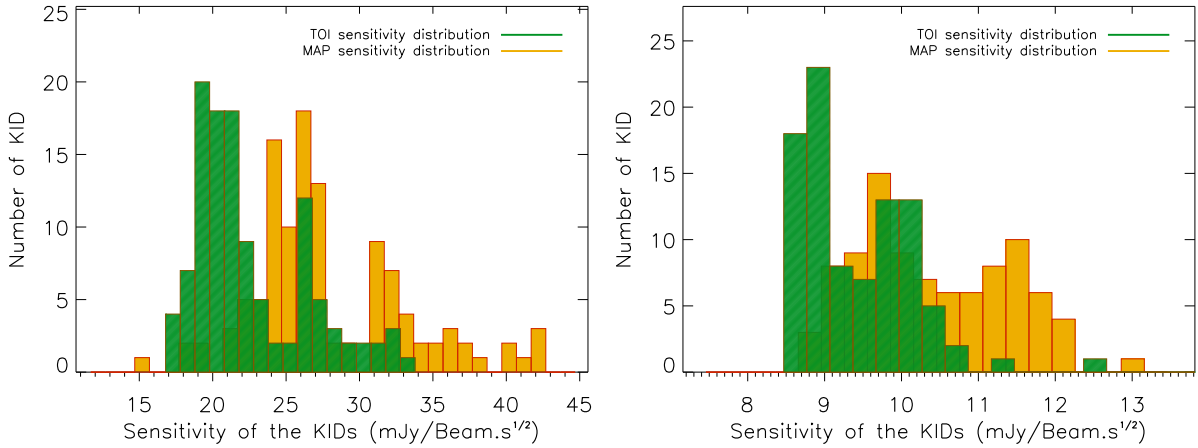


Figure 8.10 – *Distribution de la sensibilité par détecteur à 260 GHz (gauche) et 150 GHz (droite). Les distributions vertes sont calculées en propageant le bruit depuis les TOIs alors que les distributions en jaune sont calculées sur les cartes directement.*

8.2.3 Effet de l'opacité

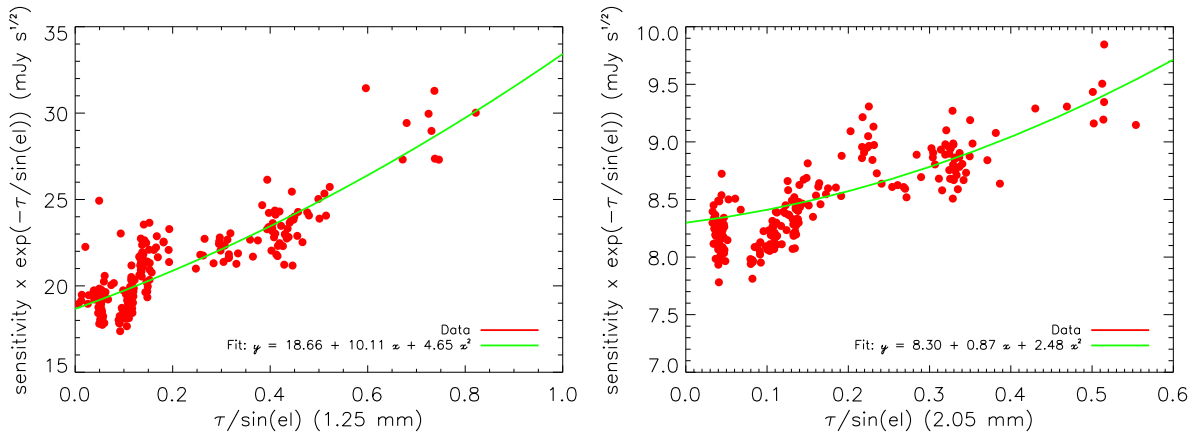


Figure 8.11 – *Dépendance de la sensibilité en fonction de l'opacité. La sensibilité est calculée directement sur les cartes par scan tel que décrit ci-dessus.*

Après avoir corrigé de l'opacité d'un facteur $\exp(\tau/\sin(el))$, l'amplitude du bruit est augmentée. Cependant, on attend en plus une perte de sensibilité des KIDs avec l'élargissement des résonances lorsque la charge optique est plus importante. Pour caractériser cet effet, on représente sur la figure 8.11 le bruit mesuré sur les cartes pour tous les scans d'une source faible observée avec des OTF, en fonction de l'opacité. Le bruit est normalisé par $\exp(-\tau/\sin(el))$ afin de s'affranchir de la correction d'opacité préalable. Néanmoins, on observe en effet une dépendance en opacité. Les données sont réduites ici de manière à éliminer au maximum les corrélations atmosphériques résiduelles sans se soucier du filtrage de la source. De plus, l'opacité n'est pas directement corrélée avec les fluctuations atmosphériques. L'augmentation du bruit

avec l'opacité est attribuée à la dépendance intrinsèque des détecteurs en fonction de la charge optique. Une contribution du bruit de photons est également possible. Bien que la dispersion soit importante, la dépendance avec l'opacité est ajustée par un polynôme de degré 2 afin de caractériser la tendance générale de l'évolution et l'on donne le résultat de l'ajustement sur la figure 8.11. Cette tendance permet de prédire l'augmentation du bruit que l'on attend en fonction de l'opacité lors de la préparation des observations.

8.2.4 Couleur du bruit

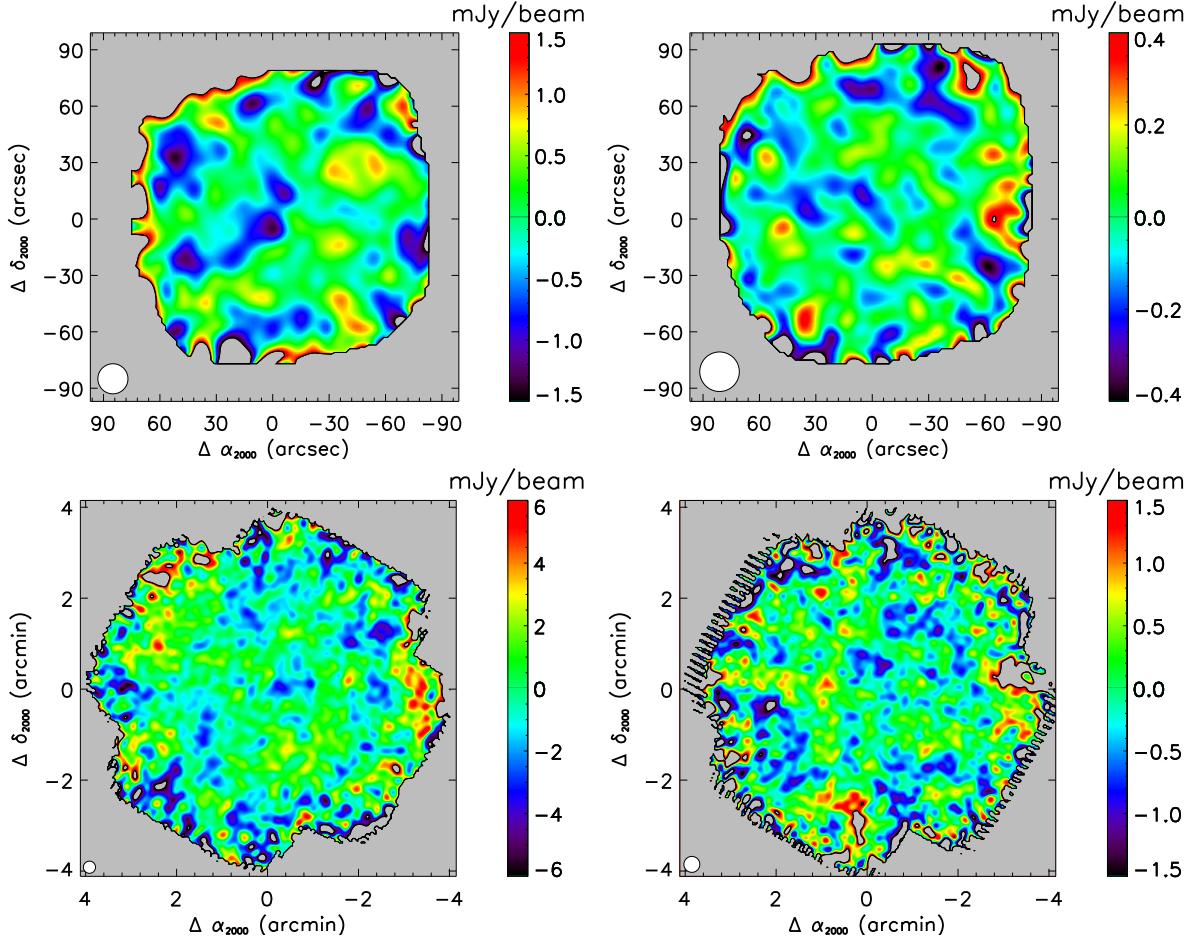


Figure 8.12 – Cartes de Jack-Knife obtenue pour une source ponctuelle en haut et un amas de galaxies avec un mode commun masqué en bas. Les cartes de gauche sont à 260 GHz et celles de droite à 150 GHz. On remarque que dans les deux cas l'amplitude du bruit augmente sur les bords des cartes.

Du fait des corrélations résiduelles entre détecteurs et des résidus de bruit basse fréquence dans les TOIs, le bruit dans les cartes *NIKA* n'est pas blanc. Le spectre du bruit est obtenu en suivant les étapes données ci-dessous.

1. Deux jeux de données équivalents sont obtenus en séparant les cartes par scan en deux paquets.
2. Une carte de flux est obtenue pour chaque paquet, $M_{1,2}(x, y)$ comme décrit au chapitre 7.

3. La carte de zéro, ou *Jack-Knife*, est ensuite calculée comme la demi-différence des deux cartes, $M_{JK}(x, y) = \frac{1}{2} (M_1(x, y) - M_2(x, y))$. Des exemples de cartes sont donnés par la figure 8.12 dans le cas d'une source ponctuelle et d'un amas de galaxies obtenu par mode commun masqué.
4. La carte de signal sur bruit du *Jack-Knife*, $SNR_{JK}(x, y)$, est calculée en normalisant $M_{JK}(x, y)$ par la carte de déviation standard telle que présentée dans la figure 7.19. Le bruit devient ainsi homogène.
5. Le spectre du signal sur bruit $SNR_{JK}(x, y)$ est calculé en utilisant *POKER* [Ponthieu et al., 2011], qui permet de corriger des effets de masque, ce dernier étant défini comme la position des pixels où l'un des jeux de données (ou les deux) ne contient pas d'échantillons.

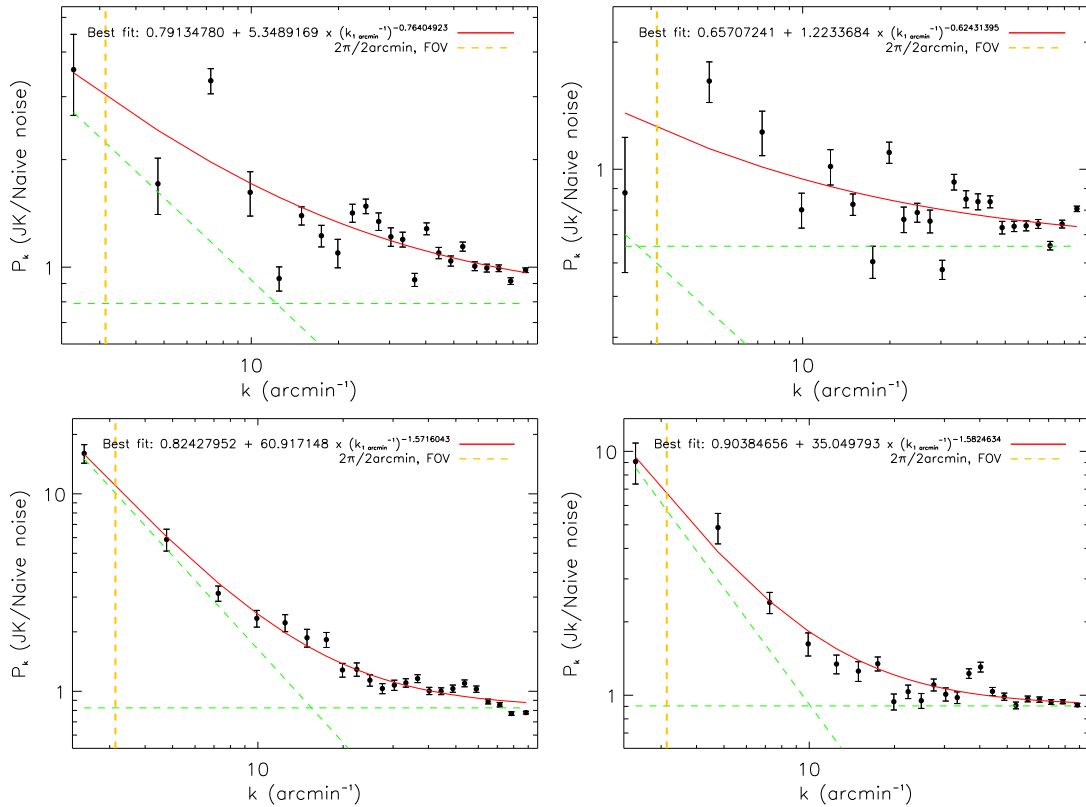


Figure 8.13 – Spectre de puissance du rapport entre une carte de Jack-Knife et la carte de déviation standard estimée naïvement tel que décrit dans le chapitre 7, à 260 GHz à gauche et 150 GHz à droite. **Haut** : décorrélation de type source ponctuelle. **Bas** : décorrélation de type mode commun masqué.

Puisque les cartes de déviation standard sont obtenues en intégrant sur toutes les échelles angulaires, le spectre ainsi calculé donne la répartition de la puissance par rapport à ce bruit moyen. La figure 8.13 donne le spectre obtenu dans le cas du traitement effectué pour les sources ponctuelles, et de celui obtenu avec un grand masque de source dans le cas d'un amas de galaxies dont les *Jack-Knife* sont donnés par la figure 8.12. Le bruit est quasiment blanc pour les sources ponctuelles mais relativement coloré pour les autres types de décorrélation. On note aussi, et de façon générale, que le bruit est moins coloré à 150 GHz qu'à 260 GHz. On modélise le spectre

par

$$P_k = P_0 + P_{1,k_0} \left(\frac{k}{k_0} \right)^{\beta_{\text{noise}}}. \quad (8.17)$$

Les coefficients P_0 et P_{1,k_0} donnent alors l'amplitude du bruit blanc, et l'amplitude du bruit mesuré à l'échelle angulaire k_0 , normalisé par la déviation standard initiale. Le résultat de l'ajustement illustré ici est donné sur la figure 8.13. Cette procédure de caractérisation du bruit est le résultat de l'ajustement sur les données considérées. Elle est utilisée dans la suite afin de déduire la matrice de covariance du bruit.

8.2.5 Matrice de covariance

La carte de *Jack-Knife* donne une réalisation du bruit que l'on peut utiliser pour estimer sa covariance. Cependant, il est nécessaire d'avoir à disposition un grand nombre de réalisations afin d'avoir une estimation suffisamment peu bruitée de la matrice de covariance. Pour cela, le spectre du bruit dont la mesure est décrite dans la section précédente, P_k , permet de générer autant de réalisations de bruit que nécessaire. La matrice de covariance est alors calculée en procédant comme décrit ci-dessous.

1. Le spectre de bruit normalisé par la déviation standard, P_k , est utilisé avec *POKER* [Ponthieu et al., 2011] pour réaliser une carte de bruit homogène.
2. Cette carte est normalisée par la carte de déviation standard afin d'obtenir une réalisation j de bruit similaire à celle réellement présente dans les données $N_{j,\text{simu}}(x, y)$.
3. La matrice de covariance est calculée pour cette carte comme $C_{j,\text{simu}} = N_{j,\text{simu}} N_{j,\text{simu}}^T$.
4. La matrice de covariance finale est estimée comme la moyenne sur toutes les simulations $C_{\text{simu}} = \frac{1}{N_{\text{simu}}} \sum_j^{N_{\text{simu}}} C_{j,\text{simu}}$.

La figure 8.14 donne la matrice de covariance estimée dans le cas du traitement par mode commun masqué présenté précédemment. Les pixels de la carte ont été préalablement organisés dans un vecteur à une dimension en déroulant la carte tel un serpent. On remarque que la diagonale domine (elle domine largement, mais la matrice est ici saturée pour des raisons de lisibilité), mais on constate également la présence de lignes parallèles à la diagonale correspondant aux corrélations entre pixels voisins. Celle-ci décroît petit à petit avec l'éloignement des pixels au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la diagonale. Enfin, on peut voir des oscillations sur l'axe de la diagonale. Elles sont dues à l'inhomogénéité du bruit qui augmente sur les bords. On verra dans la suite, et en particulier au chapitre 10, comment la matrice de covariance déduite ici est utilisée lorsque l'on compare un modèle physique aux données.

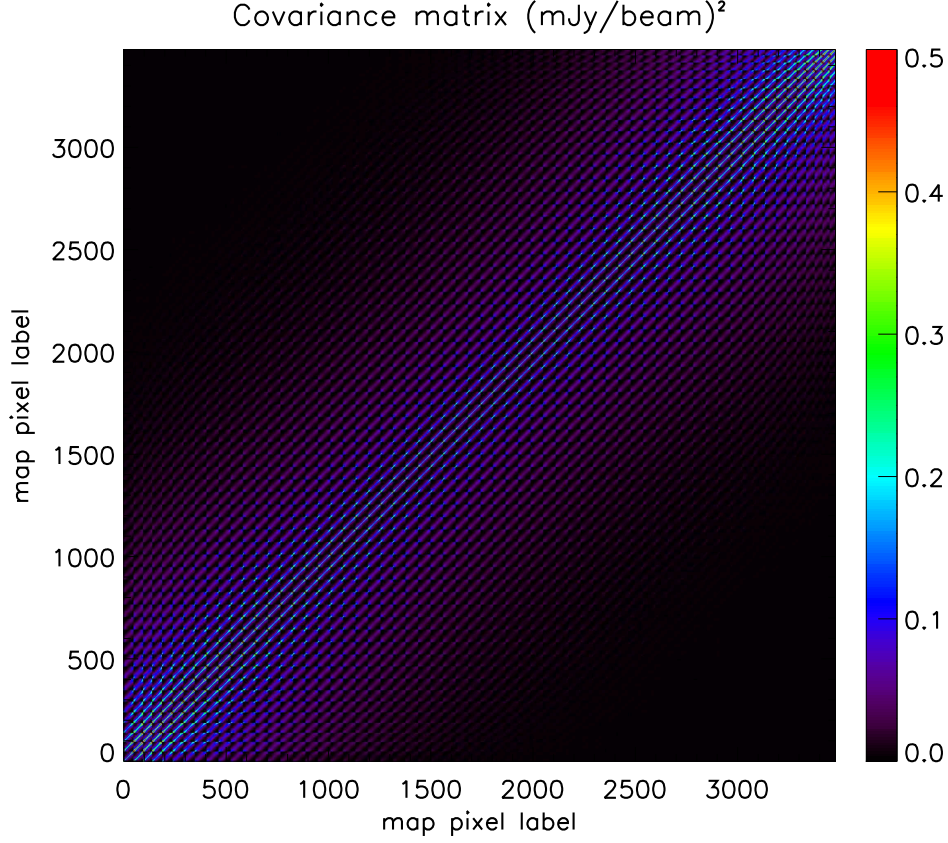


Figure 8.14 – Matrice de covariance, en $(\text{mJy}/\text{beam})^2$, correspondant aux données traitées avec un mode commun masqué. La matrice est ici saturée pour des raisons de lisibilité. La taille des pixels de la carte utilisée est de 5 arcsec pour un champ de vue de 300 arcsec. Le nombre de simulations effectuées pour l’obtenir est $N_{\text{simu}} = 10^5$.

8.3 Photométrie

8.3.1 Sources ponctuelles

Ajustement photométrique La photométrie des sources ponctuelles faibles ne peut-être faite que par l’ajustement de l’amplitude d’un modèle de source, en l’occurrence une gaussienne, sur la carte réalisée. La photométrie d’ouverture (voir section 8.3.2) apparaît être beaucoup trop bruitée dans le cas de sources à la limite de détection. L’amplitude de la gaussienne, $A_{\text{p.s.}}$, est donc ajustée sur la carte par

$$M_{\text{tot}}(x, y) = A_{\text{p.s.}} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2\sigma_{\text{beam}}^2}\right) + Z_0, \quad (8.18)$$

avec σ_{beam} l’écart-type du lobe gaussien, Z_0 le niveau zéro de la carte qui n’est jamais mesuré par *NIKA*, et (x_0, y_0) la position de la source. On utilise les procédures IDL d’ajustement par moindres carrés non-linéaires *MPFIT*⁴. Elles permettent de contrôler très rapidement et simplement quels sont les paramètres fixés et ceux ajustés. L’espace des paramètres libres peut également être restreint comme par exemple lors de l’ajustement d’une source de position exacte non

4. <http://www.physics.wisc.edu/~craigm/idl/fitting.html>

connue dans une région délimitée autour du centre de pointage. Pour la mesure photométrique de sources faibles, la position est fixée ainsi que la largeur du lobe (éventuellement corrigée du spectre de la source si celui-ci est connu, tel que décrit en début de chapitre). La carte de variance est utilisée pour pondérer les données.

L'erreur statistique $\Delta A_{\text{P.S.}}$ est mesurée de deux manières. La première consiste à propager les erreurs à travers MPFIT, ce qui est immédiat, mais ignore la covariance entre pixels de la carte de sorte que l'erreur est sous-estimée si le bruit est fortement coloré. Pour en tenir compte, on utilise la réalisation Monte-Carlo de carte de bruit tel que décrit à la section 8.2.5. Le flux d'une source est alors ajusté sur ces cartes par l'équation 8.18 pour un nombre donné de réalisations. L'écart-type des flux mesurés donne l'erreur sur le flux de la source réellement observée.

NEFD Il est utile pour les astronomes qui souhaitent planifier leurs observations d'exprimer la sensibilité en terme de NEFD (*Noise Equivalent Flux Density* en anglais). La NEFD, exprimée en $\text{mJy s}^{1/2}$, donne l'erreur sur le flux d'une source ponctuelle dans le cas où la source a été observée pendant une seconde. On utilise alors l'erreur sur le flux des sources ponctuelles observées que l'on normalise par le temps passé dans la région de la source, $t_{\text{P.S.}}$. Pour le calculer on utilise la moyenne de la carte de temps passé par pixel dans un rayon de 20 arcsec autour de la source. Ce temps est lui-même normalisé par le rapport entre distances moyenne entre les détecteurs, d_{array} au carré et la surface des pixels de la carte, S_{pix} , afin de tenir compte des trous causés par les détecteurs défectueux sur les matrices.

$$\text{NEFD} = \Delta A_{\text{P.S.}} \times \sqrt{t_{\text{P.S.}}} \times \frac{d_{\text{array}}^2}{S_{\text{pix}}}. \quad (8.19)$$

On obtient à 260 et 150 GHz respectivement, dans le cas des sources ponctuelles en moyenne, les NEFD de 35 et 14 $\text{mJy s}^{1/2}$, extrapolées à une opacité nulle [Catalano et al., 2014b]. Ces résultats sont utilisés en particulier lors de la préparation des observations des campagnes en temps ouvert de NIKA.

8.3.2 Sources étendues

Dans le cas où la source est étendue par rapport au lobe, la carte est intégrée par photométrie d'ouverture après avoir été convertie en une unité de brillance de surface comme le MJy/sr ou en unité de paramètre de Compton pour les amas de galaxies. Nous avons alors sur la région Ω le flux

$$F_\nu(\Omega) = \sum_{x,y \in \Omega} M_\nu(x,y) \delta x \delta y - Z_0, \quad (8.20)$$

avec des pixels de la carte de taille $(\delta x, \delta y)$, et le niveau zéro Z_0 tel que le flux estimé sur l'anneau de rayon intérieur θ_1 et de rayon extérieur θ_2 soit nul (c'est-à-dire hors de la source). Encore une fois, l'erreur statistique est calculée soit simplement par la propagation classique des erreurs,

$$\Delta F_\nu(\Omega) = \sqrt{\sum_{x,y \in \Omega} V(x,y) \delta x^2 \delta y^2}, \quad (8.21)$$

soit par la déviation standard du flux intégré des réalisations Monte-Carlo du bruit. Dans le cas d'une source forte, elle peut également être estimée grâce à la déviation standard de la mesure sur le résultat de plusieurs scans, si ceux-ci sont suffisamment nombreux.

La figure 8.15 donne l'exemple de la photométrie d'ouverture effectuée dans le cas de la galaxie proche M87. Il s'agit de la galaxie la plus brillante et la plus massive (BCG) de l'amas de la Vierge, qui abrite un AGN brillant en radio. La source est étendue par rapport au lobe

de *NIKA*, mais relativement compacte. On distingue un centre brillant et deux lobes radio dues aux jets de l'AGN, orienté à environ 30 degrés par rapport à l'axe R.A. Le flux intégré augmente jusqu'à atteindre un plateau dans la région externe où la brillance est quasiment nulle. On obtient ici un flux de $F_{150 \text{ GHz}}(\theta < 80 \text{ arcsec}) = 5.044 \pm 0.079 \text{ (stat.) Jy}$, en bon accord avec [Baes *et al.*, 2010] qui étudie le spectre de M87 entre les fréquences sub-millimétriques et radio. Le profil de flux est plat entre $\theta_1 = 80 \text{ arcsec}$ et $\theta_2 = 100 \text{ arcsec}$ par construction.

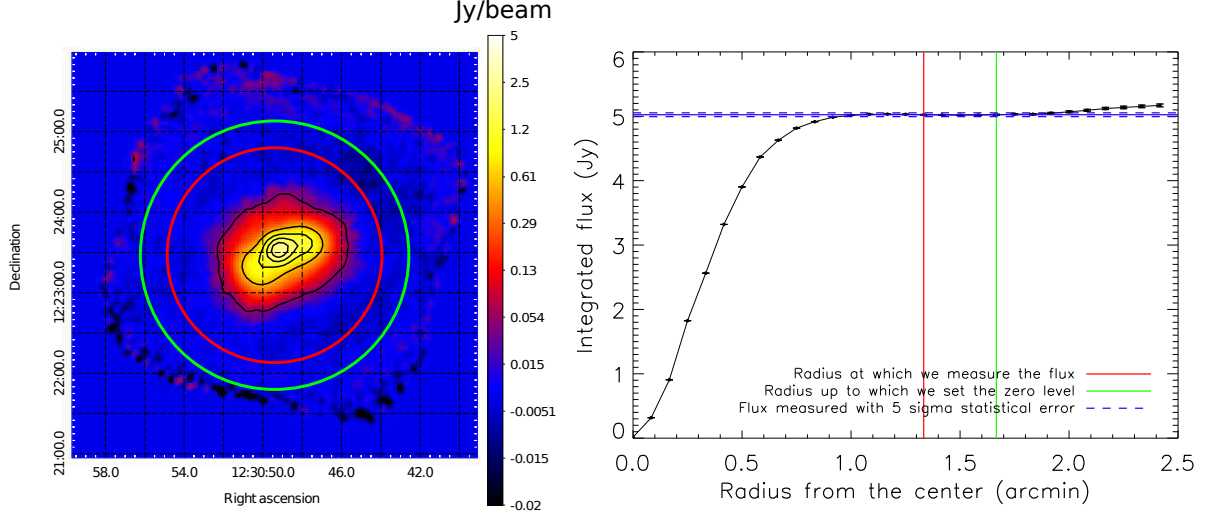


Figure 8.15 – **Gauche** : Carte de M87 représentée en échelle logarithmique avec les rayons $\theta_1 = 80 \text{ arcsec}$ et $\theta_2 = 100 \text{ arcsec}$ en rouge et vert respectivement. Les contours sont linéaires à 0.05, 0.5375, 1.025, 1.5125 et 2 Jy/beam. **Droite** : profil du flux intégré de la région à l'intérieur du rayon Ω tel que le rayon soit inférieur à θ_1 .

8.4 Profil radial

Au cours des analyses SZ, le profil radial du signal des amas va être calculé régulièrement. Pour l'obtenir, la carte de brillance est moyennée dans des anneaux concentriques en pondérant les pixels par l'inverse de leur variance,

$$F_\nu(\theta) = \frac{\sum_{x,y} M_\nu(x,y)/V(x,y)}{\sum_{x,y} 1/V(x,y)}. \quad (8.22)$$

La somme est ainsi effectuée sur les pixels x et y telle que

$$\theta - \Delta\theta/2 \leq \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} < \theta + \Delta\theta/2, \quad (8.23)$$

où (x_0, y_0) donne les coordonnées de l'origine du profil et $\Delta\theta$ la largeur des bins. Un masque est éventuellement appliqué sur la carte pour permettre de calculer le profil par tranche comme utilisé pour l'amas RX J1347.5-1145 au chapitre 11.

Les barres d'erreur sont calculées de deux manières différentes. La première ignore le bruit corrélé et consiste à propager le bruit à partir des cartes de variance. Elle permet d'obtenir des résultats rapidement. La deuxième utilise les réalisations de bruits simulés à partir de la mesure du spectre de puissance tel que décrit à la section 8.2.5. Le profil est alors calculé sur un grand nombre de réalisations de bruit à partir de l'équation 8.22. La déviation standard de tous les profils, par bin radial, donne l'erreur sur chaque bin.

8.5 Recherche de sources compactes

Certaines sources compactes que l'on cherche à identifier sont parfois placées dans une région du ciel dominée par du signal diffus. On donnera évidemment l'exemple des sources sub-millimétriques ou radio situées dans les amas de galaxies et qui peuvent contaminer le signal SZ, ou encore les cœurs stellaires dans les régions poussiéreuses filamentaires du milieu intergalactique. Afin de les identifier, on applique un filtre spatial qui permet de faire ressortir les sources d'une taille caractéristique choisie (filtre de type chapeau mexicain). Les cartes de rapport signal sur bruit sont d'une part convoluées par une gaussienne de largeur à mi-hauteur FWHM_1 pour filtrer le bruit à petite échelle angulaire, pour lesquelles le signal astrophysique est dilué par le lobe. D'autre part, les grandes échelles associées au signal diffus ou au bruit basse fréquence sont éliminées en soustrayant la carte convoluée avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur FWHM_2 . Les paramètres FWHM_1 (typiquement la taille du lobe) et FWHM_2 (plusieurs fois le lobe) sont optimisés selon l'extension caractéristique des sources recherchées. Les régions compactes sont alors identifiées comme celles dont le signal sur bruit est supérieur à une limite choisie préalablement. On donne sur la figure 8.16 l'illustration du filament principal du Taureau dans lequel on cherche à obtenir les régions associées aux cœurs pré-stellaires, compacts par rapport au signal du filament. On choisit ici $\text{FWHM}_1 = 12$ et 15 arcsec et $\text{FWHM}_2 = 42$ et 50 arcsec à 260 et 150 GHz, respectivement. La méthode présentée ici est utilisée pour la recherche de sources ponctuelles dans les amas de galaxies. On verra dans la suite que ces dernières peuvent être un problème pour la mesure du signal SZ et ce travail sera particulièrement utile pour les programmes futurs avec *NIKA2* où la détection d'un grand nombre de sources est attendue.

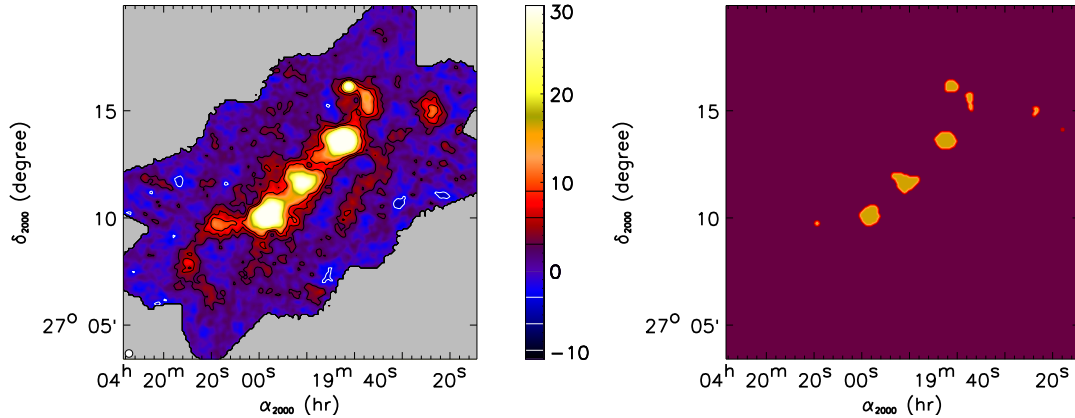


Figure 8.16 – Illustration de la recherche de sources compactes dans le filament principal du Taureau à 150 GHz (carte publiée dans [Catalano et al., 2014a]). La carte de gauche donne le rapport signal sur bruit obtenu et la carte de droite la position des cœurs.

8.6 Cartes d'indice spectral

NIKA permet de fournir les cartes de densité de flux dans deux bandes simultanément. Le filtrage du signal est similaire dans les deux cas, ainsi que le bruit atmosphérique. Les deux cartes peuvent alors être comparées directement pour calculer un indice spectral moyen, entre les deux fréquences. En écrivant la brillance comme une loi de puissance, $I_\nu = A_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta$, l'indice

spectral est simplement obtenu comme

$$\beta_{\nu_1 \rightarrow \nu_2} = \log \left(\frac{I_{\nu_1}}{I_{\nu_2}} \right) / \log \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right). \quad (8.24)$$

Avant le calcul du spectre, les cartes sont lissées à la même résolution en les convoluant par une gaussienne de FWHM égale à $\sqrt{\text{FWHM}_0^2 - \text{FWHM}_{\text{eff}}^2}$, où FWHM_0 est la largeur à mi-hauteur du lobe à la fréquence donnée, et FWHM_{eff} celle de la carte d'indice spectral que l'on veut obtenir.

Aux longueurs d'onde de *NIKA*, la distribution spatiale d'indice spectral renseigne principalement sur la distribution du milieu en terme de poussière, *free-free*, ou synchrotron. La figure 8.17 donne l'exemple de l'indice spectral mesuré sur les galaxies proche M82 et NGC1068. Dans le cas de M82, le cœur apparaît actif avec une contribution de *free-free* importante et l'on remarque un halo orienté majoritairement au sud dans lequel l'émission de poussière est conséquente. Les observations millimétriques peuvent être comparées aux observations optiques de Subaru qui montrent l'origine du halo de par les vents galactiques présents dans M82. Dans le cas de NGC1068, une chute de l'indice spectral est observée au sud-ouest de la galaxie. Les observations en radio (par VLA) révèlent en effet son origine de par le jet d'un AGN à l'origine du signal synchrotron intense dans cette région. Le travail décrit dans cette section est utile principalement dans le cas de l'observation des régions galactiques diffuses, ou bien des galaxies proches telles qu'illustrées ici.

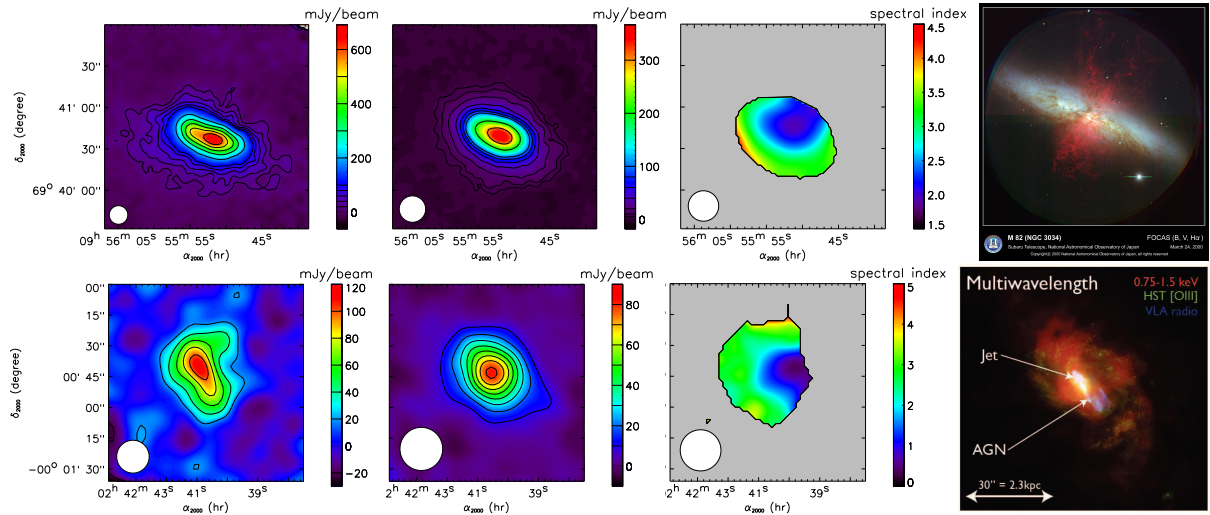


Figure 8.17 – **Haut** : la galaxie starburst M82. La figure présente de gauche à droite la brillance à 260 GHz, celle à 150 GHz, l'indice spectral, et la carte optique de Subaru qui est l'Astronomical Picture of the Day du 23/11/2003, <http://apod.nasa.gov/apod/ap031123.html> (optique et H α en rouge). **Bas** : NGC1068. La disposition des figures est la même et la figure de droite est extraite de [Evans et al., 2010], elle donne une image multi-longueur d'onde en X, optique, et radio.

8.7 Résumé et conclusions

La procédure d'étalonnage des données concernant les sources astrophysiques observées avec *NIKA*, et en particulier les amas de galaxies par effet SZ, a été explicitée dans ce chapitre en utilisant les outils développés pour le traitement des cartes *NIKA*. La mesure de la réponse

angulaire a été détaillée, incluant le lobe principal, le lobe lointain, et la mesure de la couverture angulaire. Le lobe est décrit au premier ordre par une fonction gaussienne, mais on note en particulier la présence d'un excès par rapport à ce modèle aux échelles intermédiaires, dont la contribution à l'étendue est d'environ un tiers. La procédure d'étalonnage adoptée pour *NIKA* a été décrite dans ce chapitre, non seulement pour les sources ponctuelles, mais également pour les sources étendues telles que le signal SZ. Dans ce cadre, le calcul des corrections de couleur et des coefficients de conversion d'unités a été formalisé. La caractérisation de l'instrument a été effectuée en insistant sur la mesure du bruit, que ce soit par détecteur, en fonction de l'opacité, sa couleur, jusqu'au calcul de la matrice de covariance complète. Le bruit apparaît gaussien, mais il peut présenter des corrélations entre pixels qu'il est nécessaire de mesurer, notamment pour pouvoir comparer un modèle physique aux données, comme on le verra dans la suite. Les procédures de mesures photométriques ont été détaillées dans le cas des sources ponctuelles et des sources diffuses. Enfin, ce chapitre a détaillé quelques outils développés pour analyser les sources astrophysiques et qui seront utilisés par la suite : mesure de profil de brillance, recherche de sources compactes et mesure de l'indice spectral. La table 8.3 récapitule les différentes sources d'incertitudes.

Table 8.3 – *Résumé des différentes erreurs affectant les observations.*

Erreur	150 GHz	260 GHz
Calibrateur primaire	5%	5%
Réponse spectrale tSZ	1.6%	3.6%
Lobe gaussien (FWHM)	18.2 arcsec	12.0 arcsec
Lobe gaussien + poly. (FWHM)	17.2 arcsec	11.0 arcsec
Fraction de lobe secondaire	28%	34%
Etendue du lobe	5%	12%
Pointage aveugle (RMS)	3 arcsec	3 arcsec
NEFD	14 mJy s ^{1/2}	35 mJy s ^{1/2}

9

Caractérisation de la chaîne d'analyse par simulation

Sommaire

9.1	Simulation du signal astrophysique	132
9.2	Simulation du bruit (abrégé FS pour <i>Full Simulation</i>)	133
9.2.1	Simulation de l'émission atmosphérique	134
9.2.2	Bruit instrumental	137
9.2.3	Les glitches	138
9.2.4	Les lignes de vibration du tube pulsé	138
9.2.5	Contribution totale	138
9.3	Utilisation de données réelles (abrégé JKS)	140
9.4	Fonction de transfert	141
9.4.1	Comparaison du signal d'entrée et de sortie	141
9.4.2	Correction des biais introduits par le bruit	143
9.4.3	Fonction de transfert pour les sources ponctuelles	144
9.4.4	Fonction de transfert dans le cas général	144
9.4.5	Dépendance avec le signal injecté et limitation	147
9.5	Conclusions	148

L'exploitation scientifique des données obtenues au télescope requiert :

1. Des cartes de signal étalonnées, exprimées en Jy/beam pour les sources ponctuelles ou en une unité de brillance de surface (tel que le paramètre de Compton pour les amas de galaxies) pour les sources diffuses.
2. L'erreur associée à ces cartes. Il peut s'agir en première approximation d'une carte de variance, mais la connaissance de la matrice de covariance du bruit pixel à pixel s'avère importante lorsque celui-ci est fortement coloré.
3. La connaissance du lobe qui caractérise le filtrage intrinsèque des petites échelles angulaires.
4. La fonction de transfert associée à la réduction des données. En effet, lors de la soustraction du bruit corrélé, et de par la stratégie de scan elle-même, le signal est filtré généralement aux grandes échelles angulaires.

Jusqu'ici, nous disposons des trois premiers points, mais pas du quatrième. Bien que le filtrage opéré sur le signal ait pu être partiellement intuité au cours du chapitre 7, la fonction de transfert

n'est pas connue précisément. Dans ce chapitre, on se propose de mesurer la fonction de transfert de la réduction des données à partir de simulations. Pour cela nous allons détailler les outils qui ont été développés au cours de cette thèse. La figure 9.1 donne le schéma général des simulations que l'on va décrire ici. Ces outils se décomposent en deux parties, la première est une simulation complète des observations incluant le signal astrophysique et le bruit. La deuxième en revanche utilise des vraies données dans lesquelles le signal astrophysique simulé est injecté. Au cours des simulations détaillées ici, nous utilisons les données du télescope pour reproduire les stratégies de scan, et les plans focaux réels de *NIKA* pour simuler la position des détecteurs. Une fois les outils de simulation à disposition, nous verrons comment les utiliser pour remonter à la fonction de transfert qui est l'objectif principal de ce chapitre.

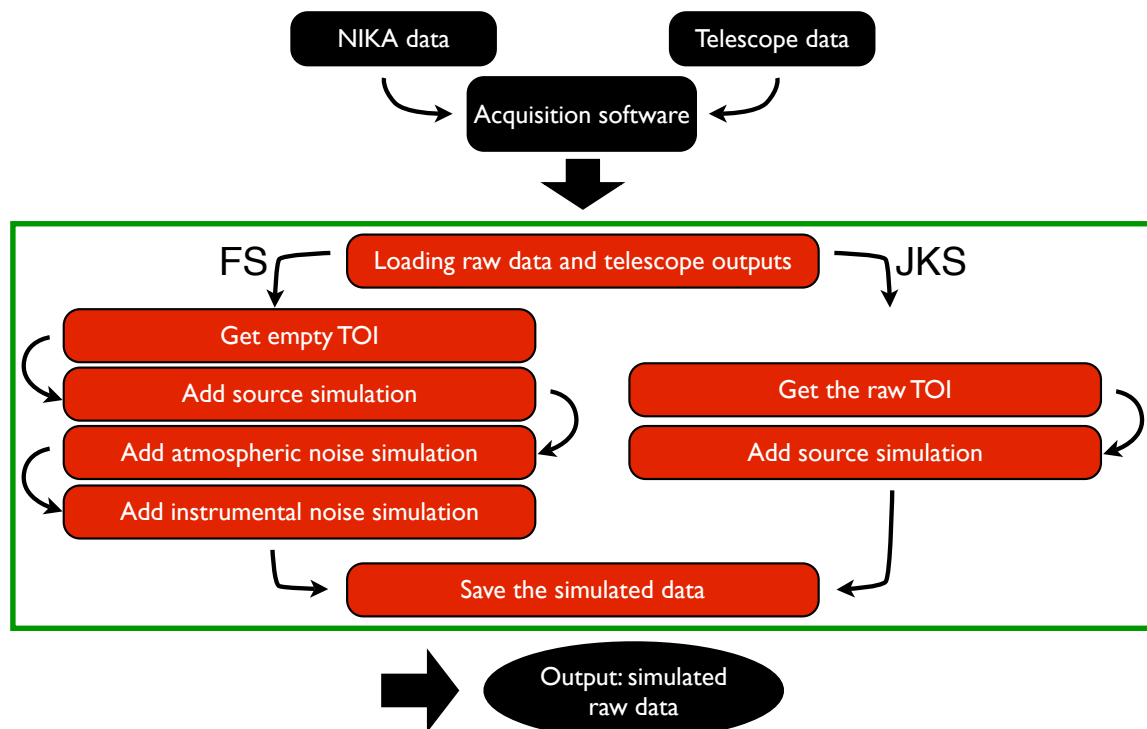


Figure 9.1 – Schéma général du fonctionnement de la chaîne de simulation. La solution 1 (à gauche, notée FS pour Full Simulation), consiste à simuler complètement les données alors que la solution 2 (à droite, notée JKS pour Jack-Knife Simulation) utilise des données réelles auxquelles le signal astrophysique est ajouté après avoir été simulé.

9.1 Simulation du signal astrophysique

En premier lieu, nous allons voir brièvement comment les sources observées sont simulées puis ajoutées dans les données. Cette étape est commune aux deux solutions de simulation envisagées ici (simulation complète ou utilisation de vraies données). Nous allons traiter des sources à symétrie circulaire (sources ponctuelles, disque, amas de galaxies), et des sources complexes pour lesquelles nous souhaitons tester la réduction sur une géométrie non-triviale.

Lobe gaussien Dans l’approximation du lobe gaussien les sources ponctuelles sont simulées dans les TOIs, pour chaque détecteur en fonction du temps, par

$$S_k(t) = A_{\text{P.S.}} \exp \left(-\frac{r_k(t)^2}{2 \sigma_{\text{beam}}^2} \right). \quad (9.1)$$

L’amplitude de la gaussienne, *i.e.* le flux de la source, est donnée par $A_{\text{P.S.}}$ et sa largeur donnée par son écart-type σ_{beam} . La distance à la position de la source sur le ciel, $r_k(t)$, est calculée en utilisant les coordonnées de pointage du télescope en fonction du temps et pour chaque détecteur. La position de la source simulée est choisie arbitrairement. On pourra simuler un nombre quelconque de sources en sommant leurs différentes contributions.

Lobe à symétrie circulaire Dans le cas des sources fortes, les déviations non-gaussiennes du lobe sont visibles et elles peuvent être simulées par une fonction radiale quelconque, par exemple polynomiale ou une somme de gaussiennes, telle que

$$S_k(t) = A_s f(r_k(t)). \quad (9.2)$$

Disque De nombreuses sources astrophysiques ont la forme d’un disque. Ces disques sont simulés en utilisant l’équation 9.2 avec $f(r \geq r_0) = 0$ et $f(r < r_0) = 1$, où r_0 est le rayon du disque.

Bruit blanc Pour vérifier que les petites échelles sont bien reconstruites, le signal simulé peut être une carte de bruit blanc, puisque celle-ci contient du signal à toutes les échelles angulaires.

Amas de galaxies Les amas de galaxies que l’on simule sont toujours à symétrie sphérique, et donc à symétrie circulaire une fois le signal projeté sur le ciel. Ils sont obtenus à partir d’un profil de pression de type gNFW (*generalized Navarro Frenk and White* [Nagai *et al.*, 2007a]) intégré sur la ligne de visée. La carte obtenue est alors convoluée par le lobe de NIKA (à symétrie circulaire) puis convertie en profil afin de se ramener au cas de l’équation 9.2. On détaillera la simulation des amas au chapitre 10.

Sources diffuses complexes Certaines sources sont complexes par nature, telles que les filaments de poussières ou les galaxies proches dont les bras spiraux sont résolus. Dans ce cas, les cartes de sources sont simulées de façon externe à la chaîne de simulation, ou utilisent de vraies sources observées par ailleurs. La grille de pixels contient les coordonnées astrométriques qui lui sont associées. La brillance est alors donnée pour chaque pixel de la carte et ses coordonnées sont connues. Le flux par détecteur en fonction du temps est calculé en interpolant la carte à partir des coordonnées de pointage et de celles des pixels sur le ciel.

9.2 Simulation du bruit (abrégé FS pour *Full Simulation*)

Les données contiennent non seulement du signal astrophysique, mais également diverses sources de bruit. Deux approches sont alors envisageables pour obtenir la contribution du bruit : utiliser de vraies données dans lesquelles le signal astrophysique est négligeable, cas qui sera traité dans la section 9.3, ou simuler complètement la contribution de chaque source de bruit comme nous allons le voir ici. Chacune des deux approches a ses avantages et ses défauts, mais il a été nécessaire dans tous les cas de se placer dans la deuxième approche au cours du Run5 puisqu’à cette époque, nous ne disposions pas encore de suffisamment de données appropriées

aux simulations. De plus, le fait même de simuler les données est utile en soi puisqu'il permet de mieux les comprendre.

9.2.1 Simulation de l'émission atmosphérique

Le bruit atmosphérique a été décrit à la section 7.1.1. Sa description physique complète, et en particulier de la composante fluctuante, apparaît comme extrêmement complexes puisqu'elle dépend de nombreux paramètres, tels que la pression, la température, la vitesse du vent, l'humidité et les turbulences qui dissipent l'énergie, ainsi que de leur distribution spatial sur la ligne de visée. Nous allons donc nous placer dans le cadre d'un modèle simple en suivant la description de [Lay et Halverson, 2000]. Nous allons faire l'hypothèse que la vapeur d'eau forme des nuages transportés par le vent à une hauteur fixe $h_{\text{H}_2\text{O}}$ au-dessus du télescope. La géométrie du modèle est donnée par la figure 9.2. Contrairement à [Lay et Halverson, 2000] qui modélise l'atmosphère comme contamination pour les observations à faible résolution angulaire et grand champ de vue ciblant les modes B primordiaux (petit télescope ou lunette), nous sommes avec le télescope de 30m dans l'approximation où l'atmosphère se trouve en champ proche puisque $h_{\text{H}_2\text{O}} \ll D_{30\text{m}}^2 / \lambda_{\text{NIKA}}$, avec le diamètre du télescope $D_{30\text{m}} = 30$ m et les longueurs d'onde de NIKA λ_{NIKA} .

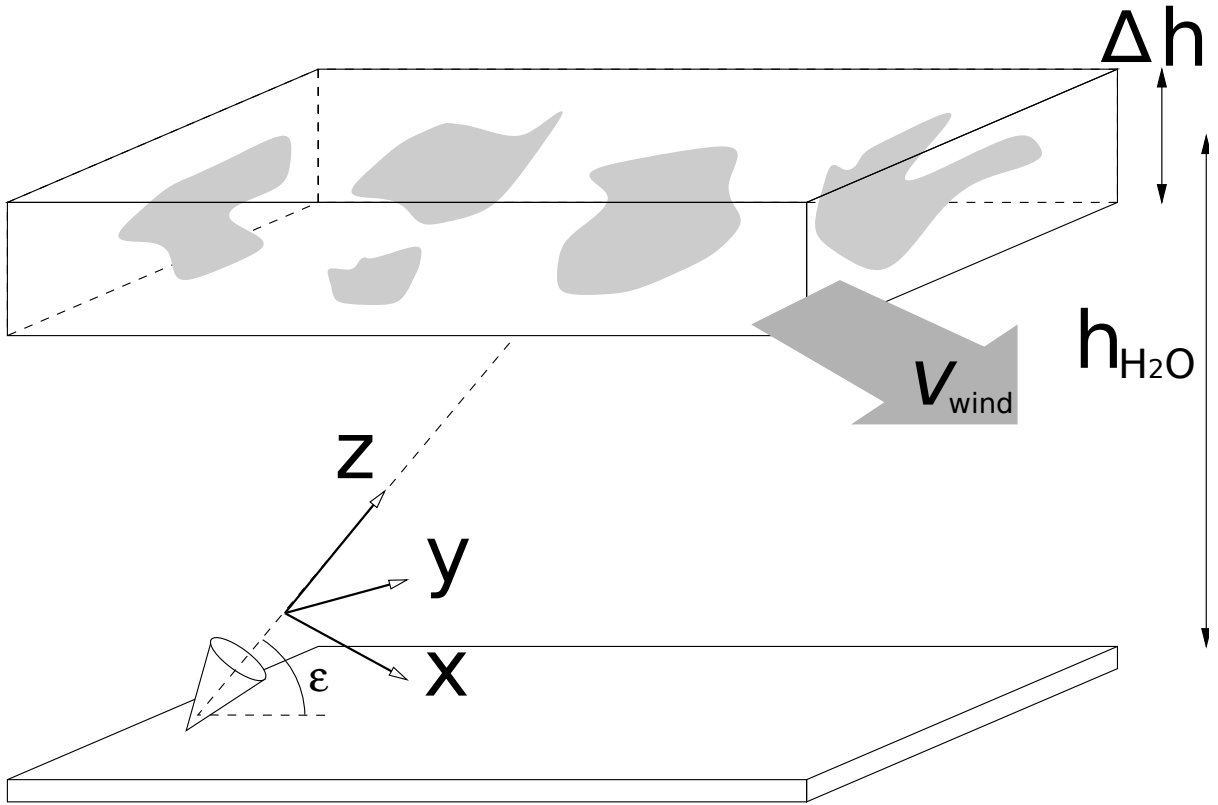


Figure 9.2 – Géométrie adoptée pour simuler l'atmosphère. Les nuages de vapeur d'eau sont représentés en gris. Figure extraite de [Lay et Halverson, 2000] (les notations de la figure originale ont été modifiées pour correspondre au texte).

La composante non-fluctuante est la plus simple à modéliser puisqu'elle dépend essentiellement de la masse d'air et de la température sur la ligne de visée. Ainsi, la contribution de H_2O

et O_2 en fonction de l'élévation est simulée par

$$d_{\text{el}}(t) = F_{\text{el}} T_{\text{atmo}} \left(\exp \left(-\frac{\tau}{\sin(\langle el \rangle)} \right) - \exp \left(-\frac{\tau}{\sin(el)} \right) \right), \quad (9.3)$$

avec T_{atmo} la température effective de l'atmosphère et F_{el} un flux de référence mesuré grâce aux données issues des *skydips*.

Les fluctuations de vapeur d'eau, *i.e.* le terme $a_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fluc}} \times A_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fluc}}(t)$ de l'équation 7.3, sont obtenues en simulant une carte d'anisotropies de la distribution de vapeur d'eau projetée sur la ligne de visée tel que représentée sur la figure 9.2. La carte défile devant le télescope avec une vitesse effective $\vec{v}_{\text{H}_2\text{O}} = \vec{v}_{\text{wind}} + \vec{v}_{\text{scan}}$ et une hauteur $h_{\text{H}_2\text{O}}$ que l'on prendra autour de 2000 mètres d'après [Lay et Halverson, 2000]. La vitesse du vent est très variable à Pico Veleta et l'on peut avoir $|\vec{v}|_{\text{wind}} \sim 0 - 10$ m/s, avec 18 m/s la vitesse limite (en rafales) à partir de laquelle les observations ne sont plus autorisées par l'IRAM pour des raisons de sécurité. La carte de vapeur d'eau est simulée comme une distribution gaussienne avec un spectre en loi de puissance de la forme

$$P_{|k|,\text{atm}} \propto |k|^{\alpha_{\text{H}_2\text{O}}}, \quad (9.4)$$

où la pente du spectre, $\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$, donne une quantification de la taille typique des turbulences. Pour une description de Kolmogorov, on attend $2 \alpha_{\text{H}_2\text{O}} = -5/3$. La carte de vapeur d'eau est ensuite convoluée par une fonction triangle qui tient compte de l'ouverture circulaire du télescope en champ proche et intègre l'atmosphère dans le cylindre correspondant. Similairement aux sources astrophysiques, la carte de l'atmosphère est ensuite interpolée à la position de chaque détecteur pour chaque instant afin de former des TOIs de fluctuations atmosphériques, $d_{k,\text{fluc}}(t)$. L'amplitude de ces TOIs est normalisée de sorte que la déviation standard des fluctuations sur un scan soit donnée par $\sigma = F_{\text{H}_2\text{O}} \left(1 - \exp \left(-\frac{\tau}{\sin(\langle el \rangle)} \right) \right)$ avec $F_{\text{H}_2\text{O}}$ un flux de référence donnant l'amplitude des fluctuations pour une durée de scan type SZ (~ 4 minutes).

Le bruit atmosphérique total est finalement donné par la contribution du terme en élévation et des fluctuations,

$$d_{k,\text{atm}}(t) = d_{\text{el}}(t) + d_{k,\text{fluc}}(t). \quad (9.5)$$

Tel que mentionné à la section 7.1.1, on notera que le rapport des termes en élévation et en fluctuations n'est pas le même pour les deux fréquences de *NIKA* puisqu'elles ne sont pas sensibles aux mêmes contributions de dioxygène et de vapeur d'eau. La figure 9.3 donne l'exemple de TOIs simulées pour un détecteur pour différentes vitesses de vent et pentes du spectre atmosphérique pour une même normalisation. La stabilité atmosphérique augmente avec la pente du spectre des fluctuations et diminue avec la vitesse du vent et ces deux paramètres sont fortement dégénérés. Les TOIs simulées sont en première approximation très bien décrites par un mode commun. Les variations détecteur à détecteur sont plus rapides, et donc plus difficiles à soustraire, lorsque les fluctuations augmentent. Enfin, le spectre de puissance des TOIs est bien décrit lui aussi par une loi de puissance dont la pente est proche de -1.

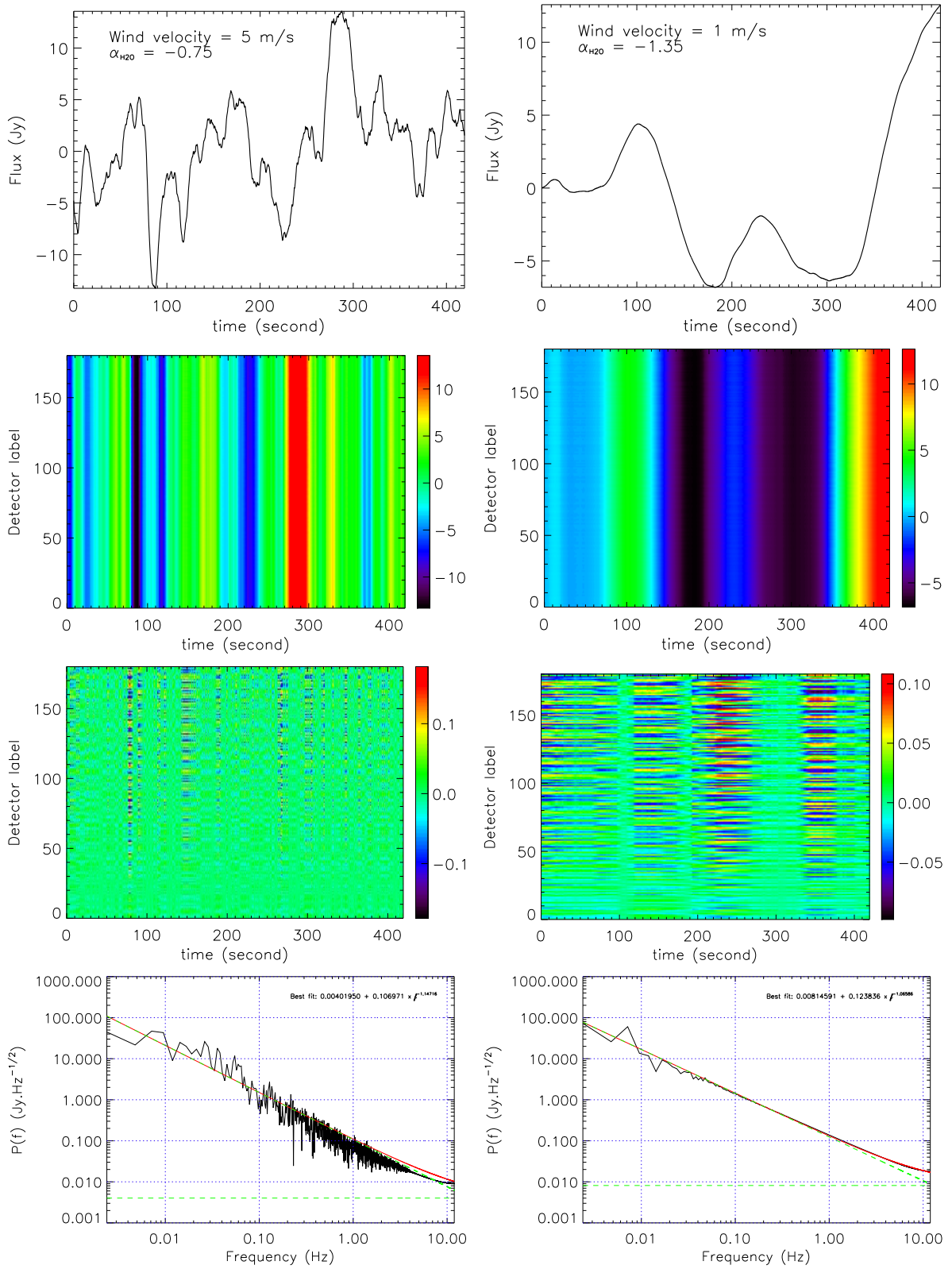


Figure 9.3 – Contribution du bruit atmosphérique simulé. Des données simulées pour des conditions instables sont présentées à gauche et pour des conditions stables à droite. On représente de haut en bas, les TOIs pour un détecteur, l'ensemble des TOIs pour tous les détecteurs d'une matrice, la différence entre les TOIs de chaque détecteur et la moyenne sur tous les détecteurs pour chaque échantillon, et le spectre de puissance d'une TOI d'un détecteur.

9.2.2 Bruit instrumental

Bruit électronique corrélé Le bruit instrumental comporte une contribution corrélée entre détecteurs avec un spectre en $1/f$, sur lesquelles s'ajoutent des corrélations par blocs électroniques telles que détaillées à la section 7.1.2. Le bruit de chaque détecteur est simulé comme une composante commune à l'ensemble de la matrice et une composante commune à l'ensemble des blocs électroniques de 100 MHz de largeur de bande. La contribution commune à chaque matrice, $E_0(\nu_b, t)$, est simulée par un bruit gaussien en temps suivant le spectre de puissance

$$P_E(f) = E_{k,0} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{\beta_E}. \quad (9.6)$$

L'amplitude $E_{k,0}$ est fixée en normalisant l'écart-type des TOIs de bruit générés tel qu'il soit égal à σ_E que l'on calcule analytiquement comme l'intégrale du spectre,

$$\sigma_E = \sqrt{\int_{f_s/2N_s}^{f_s/2} P_E(f)^2 df} = E_0 \sqrt{\frac{f_0}{2\beta_E + 1} \left[\left(\frac{f_s}{2f_0} \right)^{2\beta_E + 1} - \left(\frac{f_s}{2N_s f_0} \right)^{2\beta_E + 1} \right]}, \quad (9.7)$$

où f_s est la fréquence d'échantillonnage et N_s le nombre d'échantillons. Les contributions de chaque bande électronique, $E_{e.b.}(t)$, sont simulées de la même façon, mais avec des amplitudes des fluctuations E_0^{bloc} différentes.

Bruit blanc non corrélé Le bruit non corrélé, $N_k(t)$, est simulé tel un bruit blanc réalisé indépendamment par KID. Il inclut toutes les composantes non corrélées (brisure spontanée de paires de Cooper, bruit blanc non corrélé électronique, etc). Par contre, la dépendance intrinsèque du bruit avec l'opacité (figure 8.11) n'est pas prise en compte automatiquement, mais peut être réalisée manuellement pour chaque scan simulé. De plus, pour des raisons de simplicité, la déviation standard du bruit intrinsèque de chaque détecteur est le même.

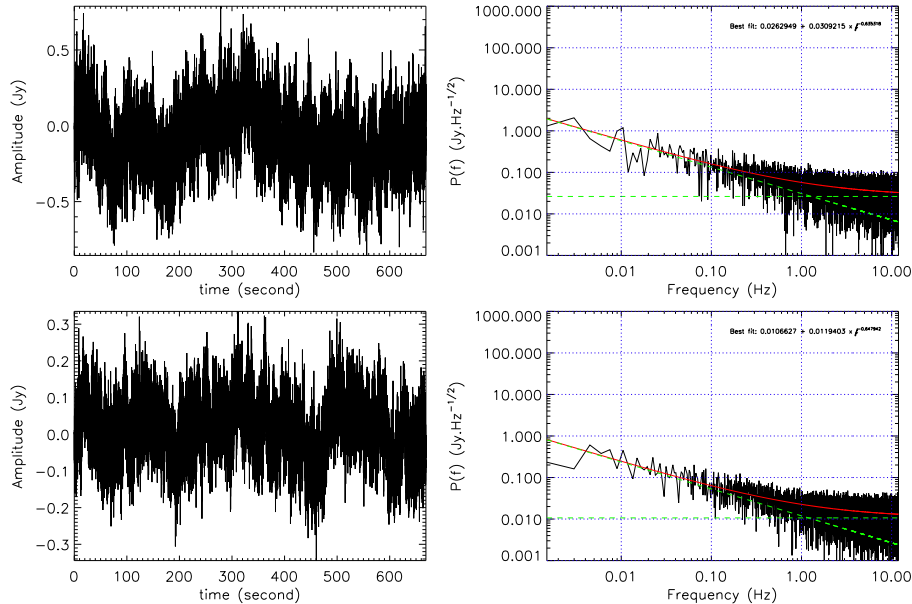


Figure 9.4 – TOI (gauche) et spectre de puissance (droite) du bruit instrumental simulé pour l'un des KIDs de chaque matrice à 260 GHz (haut) et 150 GHz (bas).

Le bruit instrumental total pour un détecteur est alors la somme du bruit électronique et du bruit blanc,

$$d_{k,\text{inst}} = E_0(\nu_b, t) + E_{e.b.}(t) + N_k(t). \quad (9.8)$$

La figure 9.4 donne l'exemple du bruit instrumental simulé pour un détecteur de chaque canal de fréquence ainsi que son spectre de puissance.

9.2.3 Les glitches

Les *glitches*, c'est-à-dire le signal induit par l'impact des rayons cosmiques sur les détecteurs, sont simulés comme des événements poissonniens avec un taux R_g . Ils affectent un seul échantillon, car on suppose que la réponse des KIDs est beaucoup plus rapide que la fréquence d'échantillonnage. Tous les détecteurs d'une bande sont affectés simultanément. Pour des raisons de simplicité, l'amplitude des *glitches* est simulée par un spectre en énergie suivant une loi de probabilité gaussienne centrée en zéro avec un écart-type σ_g (les événements sont forcés à avoir une amplitude positive), ce qui est suffisant pour le but de ces simulations, mais n'est pas motivé physiquement. Les paramètres R_g et σ_g sont estimés à partir des données réelles.

9.2.4 Les lignes de vibration du tube pulsé

Les tubes pulsés sont responsables de raies de bruit caractéristiques. Il s'agit de lignes en fréquence qui sont simulées en ajoutant des cosinus dans les TOIs. Les données correspondantes s'écrivent alors

$$d_{k,\text{p.t}} = \sum_i A_i \times \cos(2\pi f_i t + \phi_i), \quad (9.9)$$

avec A_i l'amplitude de chaque raie, f_i leur fréquence et ϕ_i leur phase.

9.2.5 Contribution totale

Une fois toutes les composantes simulées sommées pour former les TOIs complètes de chaque détecteur, celles-ci sont converties en décalage de fréquence de résonance en utilisant les coefficients d'étalonnage réels des détecteurs. La figure 9.5 illustre les TOIs complètes simulées et leur spectre de puissance pour les deux bandes de fréquence. On remarquera la présence de bruit basse fréquence (atmosphérique et électronique, indiscernable sur la figure une fois sommés), de bruit blanc visible comme un plateau sur les spectres à haute fréquence, de quelques *glitches* (par exemple à 150 GHz à $t \simeq 150$ s) et de raies hautes fréquences associées aux tubes pulsés, visibles uniquement sur les spectres.

On donne également sur la figure 9.6 la matrice de corrélation détecteur à détecteur des TOIs simulées à laquelle on remarque la contribution des blocs électroniques dont l'amplitude du bruit croît avec la fréquence d'excitation, telle qu'on l'observe dans les vraies données.

Finalement, la table 9.1 donne la valeur des paramètres des différentes composantes typiquement utilisés lors des simulations.

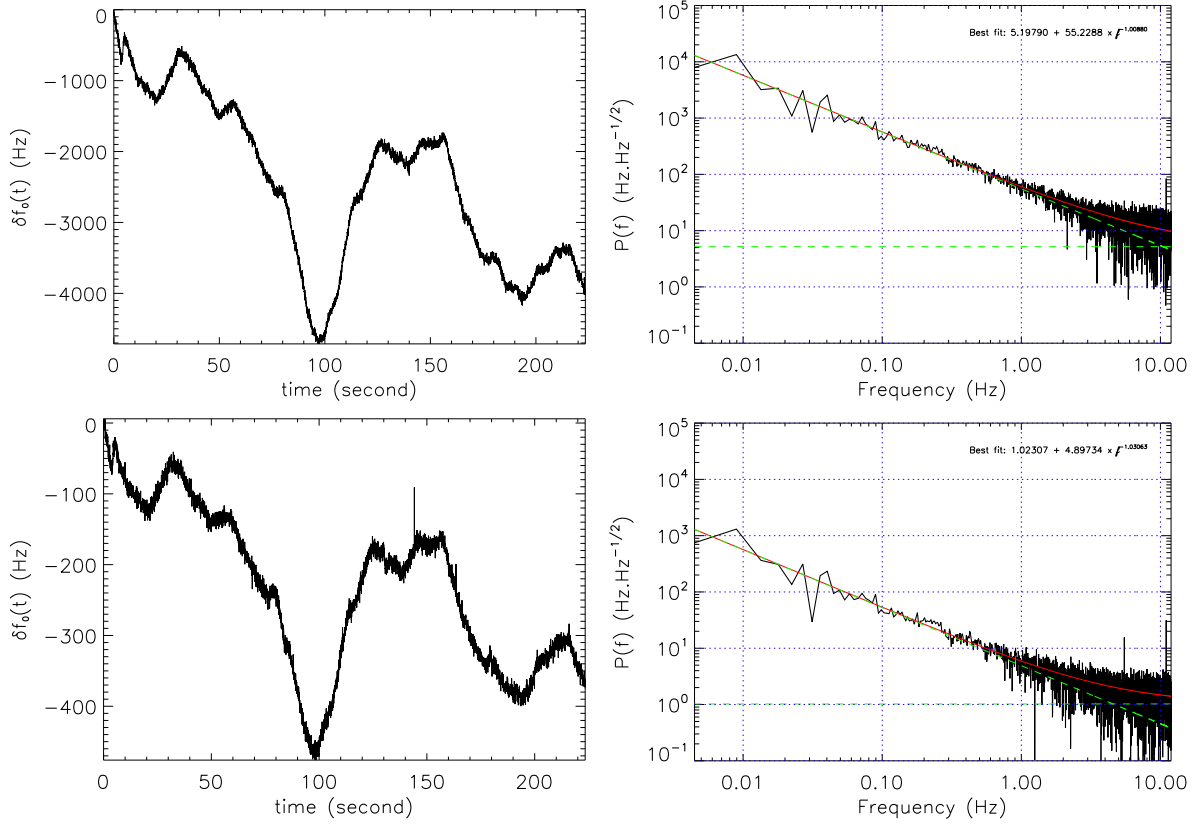


Figure 9.5 – TOI (à gauche) et spectre de puissance (à droite) des TOIs total simulés pour le premier KID de chaque matrice à 260 GHz (haut) et 150 GHz (bas). Les conditions simulées sont celles d'un bon temps d'hiver à Pico Veleta.

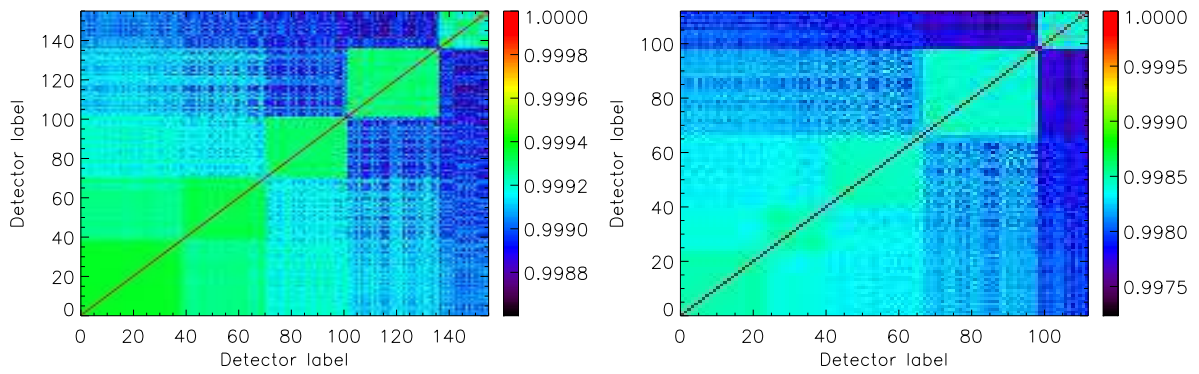


Figure 9.6 – Matrice de corrélation détecteur – détecteur à 260 GHz (gauche) et 150 GHz (droite) pour les TOIs de données simulées. Les détecteurs sont organisés par fréquence d'excitation sur la ligne de transmission.

Table 9.1 – Valeur des paramètres des différentes composantes des bruits couramment utilisés dans la simulation ; voir texte pour plus de détails.

Paramètre	Valeur typique
$ \vec{v} _{\text{H}_2\text{O}}$	3 m/s
$h_{\text{H}_2\text{O}}$	2000 m
$\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$	-1.0
$\tau_{150 \text{ GHz}}$	0.13
$\tau_{260 \text{ GHz}}$	0.16
$(F_{\text{H}_2\text{O}})_{150 \text{ GHz}}$	30 Jy/beam
$(F_{\text{H}_2\text{O}})_{260 \text{ GHz}}$	100 Jy/beam
$F_{\text{el}}(150 \text{ GHz})$	14 Jy/beam/K
$F_{\text{el}}(260 \text{ GHz})$	35 Jy/beam/K
T_{atmo}	233 K
$E_0(1 \text{ Hz}, 150 \text{ GHz})$	20 mJy/beam
$E_0^{\text{bloc}}(1 \text{ Hz}, 150 \text{ GHz})$	5 mJy/beam
$E_0(1 \text{ Hz}, 260 \text{ GHz})$	50 mJy/beam
$E_0^{\text{bloc}}(1 \text{ Hz}, 260 \text{ GHz})$	20 mJy/beam
β_E	-0.6
$N_0(150 \text{ GHz})$	14 mJy.s ^{1/2}
$N_0(260 \text{ GHz})$	35 mJy.s ^{1/2}
R_g	1 min ⁻¹
σ_g	1.3 Jy

9.3 Utilisation de données réelles (abrégé JKS)

Les simulations que l'on vient de détailler sont réalistes dans une certaine mesure, mais elles restent une description incomplète des données par définition même du concept de simulation. De plus, elles demandent beaucoup de ressources de calcul dès que l'on veut simuler des vitesses de vent élevées ou des scans relativement long. Pour vérifier la stabilité des résultats qu'elles procurent, nous utilisons également des vraies données dans lesquelles le signal simulé est injecté. Bien que la simulation complète des données ait été indispensable avant le Run8, l'utilisation de vraies données a pu être envisagée à partir de cette campagne (première campagne ouverte aux observateurs externes) puisque nous avons pu disposer d'une grande quantité de scans dans diverses conditions et pour lesquels le signal astrophysique présent dans les données est négligeable par rapport au bruit, de sorte qu'il ne biaise pas la réduction.

En pratique, le signal astrophysique présent à l'origine dans les données est négligeable par rapport au bruit de détecteur pour chaque TOI. Il ne pose donc pas de problème lors de la réduction puisqu'il se comporte comme un bruit supplémentaire non corrélé dans le contexte des simulations. Cependant, il devient non-négligeable une fois moyenné pour tous les scans et tous les détecteurs sur la carte finale. Pour s'en affranchir, les TOIs du scan numéro j sont multipliées par $(-1)^{\kappa_j}$, avec $\kappa_j = \text{Ent}(j/N_{\text{JK}})$ où Ent désigne la partie entière et N_{JK} un entier permettant de choisir quels scans seront multipliés par -1 . Ainsi, le signal astrophysique est annulé sur la carte finale alors que le bruit garde les mêmes propriétés puisqu'il n'est pas sensible à son signe. Les *glitches* des scans multipliés par -1 se retrouvent vers le bas et non vers le haut, mais cela ne pose aucun problème particulier. Le nombre N_{JK} est choisi de sorte que les scans équivalents s'annulent entre eux, par exemple dans le cas de scans successivement selon l'azimut puis l'élévation, on choisira $N_{\text{JK}} = 2$ pour que le facteur -1 soit appliqué sur les scans deux par

deux. Le signal astrophysique simulé est ajouté aux données telles que décrit dans la section 9.1, après avoir multiplié les TOIs par le facteur approprié.

9.4 Fonction de transfert

Nous disposons à présent de simulations de deux types différents qui nous permettent d’avoir des TOIs dans lesquelles le signal astrophysique présent est parfaitement connu. Une fois ces TOIs traitées avec la chaîne d’analyse, nous disposons également des cartes correspondant au signal injecté réduit. La comparaison des deux va maintenant être utilisée pour remonter à la fonction de transfert effective qui caractérise la réduction des données.

9.4.1 Comparaison du signal d’entrée et de sortie

Avant de caractériser quantitativement l’atténuation du signal, nous commencerons par comparer les résultats après analyse de deux simulations de différents types de sources au niveau des cartes.

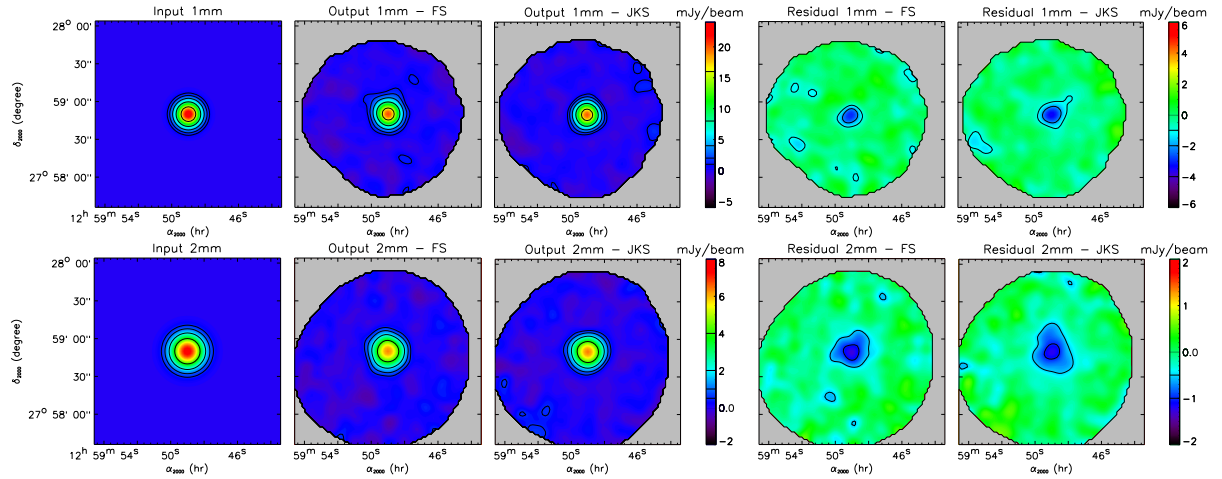


Figure 9.7 – *Simulation d’une source ponctuelle avec un scan de type lissajous à 260 GHz en haut et 150 GHz en bas. La figure présente de gauche à droite : la carte d’entrée, la carte de sortie pour la simulation complète (notée FS), celle pour la simulation à base de Jack-Knife (notée JKS), et la carte de résidu pour les deux cas.*

Sources ponctuelles – décorrélation par bloc électronique La figure 9.7 présente les résultats des deux simulations dans le cas de la méthode de décorrélation la plus agressive pour les sources ponctuelles. La source simulée est ponctuelle avec un flux de 30 mJy à 260 GHz et 10 mJy à 150 GHz, observée pendant 45 minutes. Les scans utilisés sont de type lissajous et les conditions atmosphériques de la simulation ont été ajustées pour bien représenter les données réelles (opacité faible, mais temps instable). Au niveau des cartes, on remarque qu’une fraction du signal à hauteur de $\sim 20\%$ a été filtrée. Bien que la soustraction du bruit soit nécessaire pour des estimations quantitatives, comme on le verra par la suite, les simulations complètes et à partir des vraies données sur Jack-Knife sont très cohérentes pour les deux fréquences. On notera que dans le cas d’une décorrélation du bruit par masque de source, en considérant la totalité des détecteurs de chaque matrice pour la construction du modèle de bruit corrélé (beaucoup moins agressive pour le signal), conduit à un filtrage négligeable pour les sources ponctuelles.

Amas de galaxies La figure 9.8 est similaire à la figure 9.7, mais dans le cas de la simulation d'un amas de galaxies adapté aux observations *NIKA* (quelques mJy/beam au pic du signal et une extension de l'ordre du champ de vue) pour 7.5 heures d'observation. La réduction est faite ici avec un masque de source. Encore une fois les conditions atmosphériques simulées sont proches de celles des vraies données (en moyenne). Dans le cas des deux simulations, l'amas est bien détecté, mais l'amplitude du signal a diminué par rapport au signal injecté. Les résultats des deux simulations sont cohérents et leurs résidus par rapport au signal d'entrée montrent que le signal à grande échelle a été coupé. On ne présente pas les résultats à 260 GHz, similaires à ceux à 150 GHz, mais naturellement beaucoup plus bruités pour l'effet tSZ.

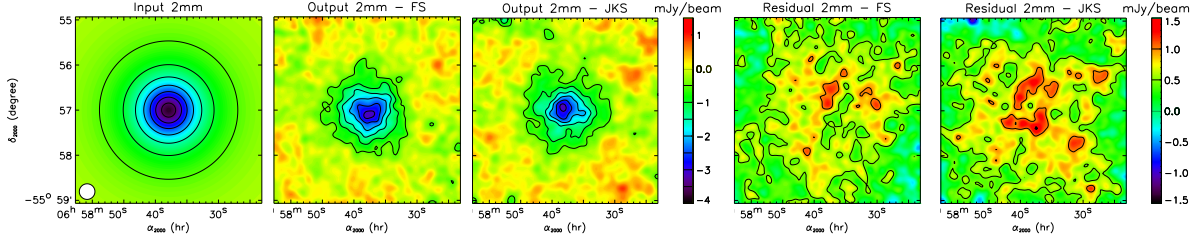


Figure 9.8 – Simulation d'un amas de galaxies avec un scan de type OTF à 150 GHz dans le cas d'une réduction par masque de source. La figure présente de gauche à droite : la carte d'entrée, la carte après réduction pour la simulation complète (notée FS), celle pour la simulation à base de Jack-Knife (notée JKS), et la carte de résidu pour les deux cas.

L'exemple de la décorrélation spectrale sera illustré et discuté en détails dans le cadre de la première mesure tSZ avec *NIKA* sur RX J1347.5-1145 au chapitre 11. Elle apparaîtra comme particulièrement importante dans ce contexte du fait de la stratégie de scan particulière qui y est utilisée, et permettra de quantifier la fraction de flux perdu.

Sources complexes – L'exemple de Cassiopeia A Afin d'illustrer les effets de la réduction des données sur les sources complexes (étendue et sans symétrie particulière, comme par exemple des filaments), nous utilisons la carte de Cassiopeia A à 150 GHz présentée sur la figure 7.15 et réduite en utilisant la décorrélation spectrale, puisque c'est celle qui semble la moins filtrée. On prendra cette carte comme signal d'entrée de la simulation pour les deux longueurs d'onde *NIKA*. Dans le cas d'une source forte très étendue comme CasA, nous ne disposons pas de scans réels suffisamment grands et dont la source soit négligeable devant le bruit pour effectuer la simulation à base de Jack-Knife. C'est pourquoi la figure 9.9 présente uniquement le cas de la simulation complète. Elle montre le cas de la décorrélation par soustraction de la source de manière itérative. Les résultats étant identiques à 150 et 260 GHz, on ne présentera que ceux à 150 GHz. A la première itération, la méthode est équivalente à un mode commun simple et on remarque en effet un filtrage très important avec la présence de rebonds. Après 5 itérations, le signal est déjà beaucoup moins filtré, mais les grandes échelles sont toujours manquantes à hauteur de 20% du pic en intensité. Au bout de 20 itérations, la carte injectée est complètement récupérée. On remarque cependant des effets systématiques résiduelles à hauteur d'environ 2% du signal sur la carte de résidu. Enfin, on notera que la convergence de cette méthode n'est pas assurée (pour un très grand nombre d'itérations) puisque de petites erreurs peuvent s'accumuler au fur et à mesure des itérations.

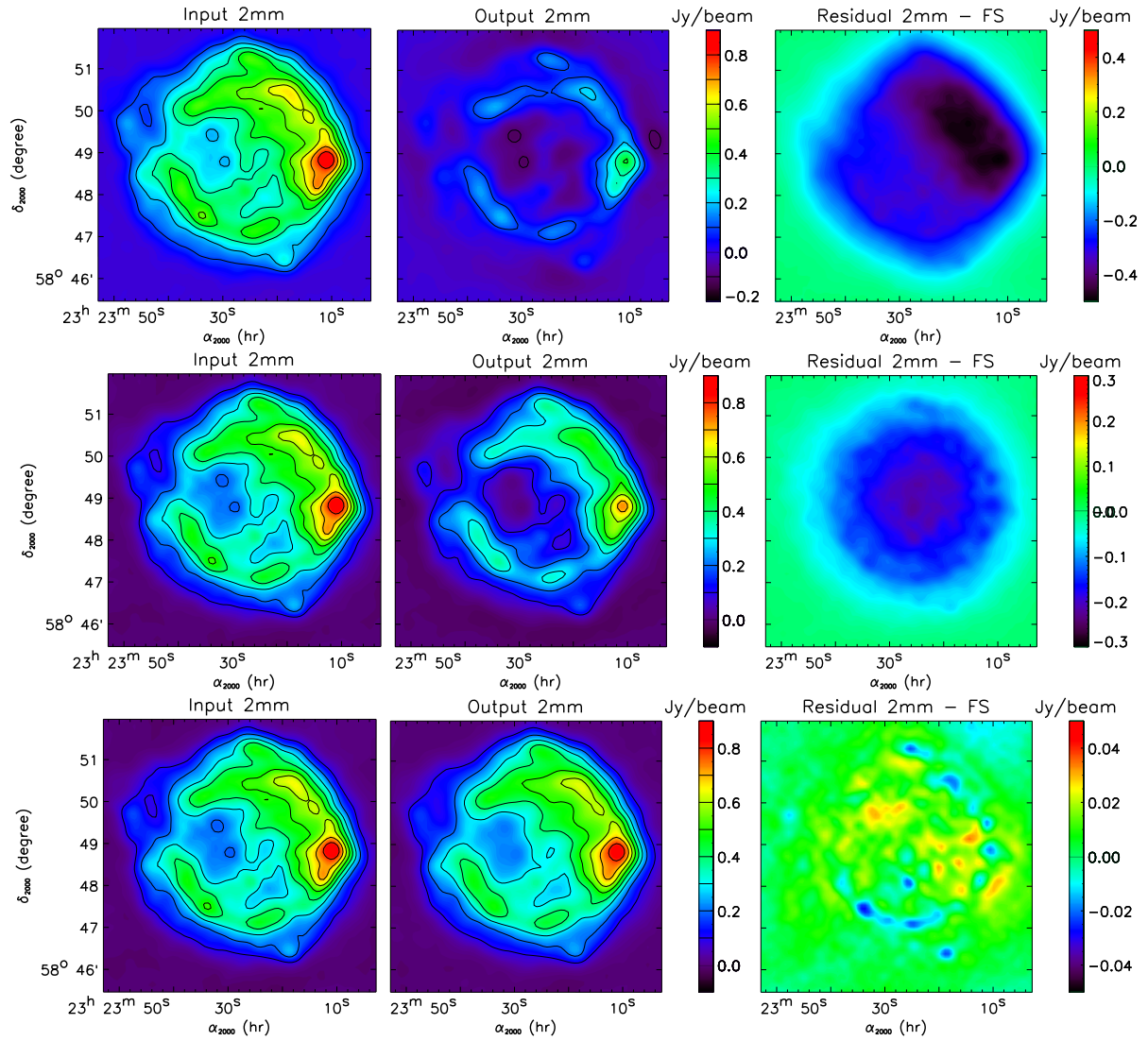


Figure 9.9 – *Simulation de Cassiopeia A à 150 GHz. La figure présente de gauche à droite : la carte d'entrée, la carte de sortie pour la simulation complète (notée FS), et la carte de résidu. Les résultats pour les itérations 1, 5 et 20 sont donnés de haut en bas.*

9.4.2 Correction des biais introduits par le bruit

Nous venons de voir qualitativement comment se comporte la chaîne d'analyse des données dans les cas les plus standards. Cependant, avant de pouvoir estimer quantitativement le filtrage effectué sur les données, il est nécessaire de soustraire la contribution du bruit puisque l'on voit sur les exemples ci-dessus qu'elle peut être importante surtout dans le cas des sources faibles comme les amas de galaxies pour lesquels le signal sur bruit est généralement de l'ordre de 10. Pour des raisons de temps de calcul, on ne considérera pas la solution de simuler une quantité importante de données afin d'effectuer un grand nombre de réalisations tel que le bruit devienne négligeable.

Pour soustraire la contribution du bruit, nous effectuons simultanément deux simulations contenant d'une part le bruit uniquement, et d'autre part, la somme du signal injecté et du bruit obtenue par simulation complète ou par Jack-Knife. Nous pouvons alors soustraire les

cartes de la simulation avec bruit uniquement à celle où le signal est présent afin d'obtenir le signal filtré sans bruit. En pratique, les petites différences de réductions impliquées par la présence du signal sont responsables de bruit résiduel et il sera nécessaire de réaliser plusieurs simulations (selon l'amplitude du signal) afin de réduire la contribution de ce bruit. Nous avons alors en main les cartes simulées injectées dans la simulation et les cartes dé-bruitées récupérées à la sortie de la chaîne d'analyse.

9.4.3 Fonction de transfert pour les sources ponctuelles

Dans le cas des sources ponctuelles, la seule quantité d'intérêt est le flux de la source. Mesurer la fonction de transfert dans ce cas revient alors simplement à mesurer le rapport entre le flux mesuré à la sortie de la simulation et celui injecté en entrée, après avoir soustrait le bruit. On résume dans la table 9.2 le filtrage mesuré dans le cas de la décorrélation par bloc électronique et celle par matrice entière avec un masque de source dans les deux cas. La source simulée est de 10 mJy à 150 GHz et de 30 mJy à 260 GHz. Les barres d'erreur sont estimées à partir de la dispersion sur les réalisations effectuées. Les deux méthodes de simulation donnent des résultats cohérents et la différence de filtrage entre les deux bandes s'explique par la différence de largeur de lobe. En effet, dans le cas de la décorrélation par bloc, le masque utilisé ici est de 15 arcsec de rayon pour les deux bandes, ce qui est moins conservatif à 150 GHz qu'à 260 GHz. Pour la décorrélation par matrice, le masque est de 30 arcsec et la différence n'est donc pas significative ici devant le bruit plus élevé pour cette méthode. Le filtrage mesuré par simulation est utilisé en pratique pour corriger le flux des sources réelles observées.

Table 9.2 – *Illustration de la mesure du filtrage, c'est-à-dire le rapport entre les flux mesurés après analyse et injectés dans la simulation, dans le cas des sources ponctuelles. On donne les valeurs mesurées pour le même traitement des données avec la simulation complète (FS) et par Jack-Knife (JKS).*

Méthode	150 GHz (FS)	260 GHz (FS)	150 GHz (JKS)	260 GHz (JKS)
Par matrice	0.98 ± 0.04	0.95 ± 0.04	1.01 ± 0.04	0.99 ± 0.04
Par bloc	0.83 ± 0.03	0.87 ± 0.03	0.83 ± 0.03	0.85 ± 0.03

9.4.4 Fonction de transfert dans le cas général

Nous allons maintenant calculer la fonction de transfert effective de la réduction des données dans le cas général. Néanmoins, nous nous concentrerons sur son calcul dans le cadre de l'effet tSZ puisque c'est le sujet principal de cette thèse. Les deux méthodes de simulation sont équivalentes en terme de résultats, comme nous l'avons observé jusqu'ici, et nous nous concentrerons maintenant sur la méthode par Jack-Knife qui est plus rapide à mettre en place et moins coûteuse en temps de calcul. Les spectres de puissance associés au signal d'entrée (noté I), au bruit (noté N), à la carte de sortie soustraite du bruit (noté O) et enfin à la corrélation entre le signal d'entrée et le signal récupéré sont calculés respectivement comme

$$\begin{aligned}
P_k^{II} &= \text{FT}(M_I) \times [\text{FT}(M_I)]^* \\
P_k^{NN} &= \text{FT}(M_N) \times [\text{FT}(M_N)]^* \\
P_k^{OO} &= \text{FT}(M_O) \times [\text{FT}(M_O)]^* \\
P_k^{IO} &= \text{FT}(M_I) \times [\text{FT}(M_O)]^*
\end{aligned} \tag{9.10}$$

où M désigne la carte associée à chaque quantité. La figure 9.10 donne les différents spectres de puissance pour un scan OTF de 3.5 minutes dans le cas de la simulation d'un amas de galaxies typique. Comme on peut le voir sur la figure, le signal tSZ décroît très rapidement en fonction du nombre d'onde. Afin d'avoir un signal suffisamment fort à toutes les échelles angulaires, la simulation contient également du bruit blanc que l'on voit tel un plateau à $10^{-3} \text{ Jy}^2/\text{beam}^2 \text{ arcsec}^2$ dominant après la décroissance tSZ autour de 2 arcmin^{-1} ici. Ce bruit blanc évite ainsi au signal injecté d'être inférieur au bruit propre aux données, qui domine largement aux petites échelles par rapport au signal tSZ. Pour un scan unique, c'est sans surprise que le bruit domine largement par rapport au signal d'entrée à toutes les échelles et l'on note également une remontée en $1/f$ telle que discutée au chapitre 8. Une fois le bruit soustrait, on obtient un spectre exploitable, mais encore légèrement contaminé par le bruit induit par les différences de réduction que le signal lui-même implique. Pour s'en affranchir davantage, on utilise alors le spectre croisé entre le signal injecté lui-même et le signal nettoyé du bruit qui est plus propre.

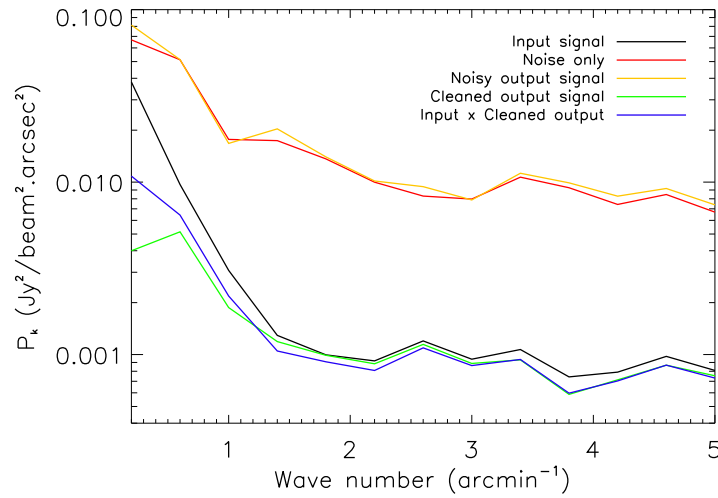


Figure 9.10 – Spectres de puissance des cartes (pour un scan) de signal d'entrée, du bruit seul, du signal bruité, du signal nettoyé, et entre le signal d'entrée et le signal nettoyé, calculé par l'équation 9.10.

La fonction de transfert, en fonction de l'échelle angulaire, est alors définie comme

$$T_k = \frac{P_k^{\text{IO}}}{P_k^{\text{II}}}, \quad (9.11)$$

où l'on utilise le spectre croisé entre le signal d'entrée et le signal de sortie nettoyé du bruit. La fonction de transfert est calculée pour tous les scans réalisés et la dispersion présente sur l'ensemble de ces derniers permet d'en estimer l'erreur. La figure 9.11 donne la dispersion sur tous les scans d'une réduction par bloc électronique ainsi que le contour de confiance (à 1σ) associé qui en est déduit et la fonction de transfert moyenne. Comme attendu, le signal à grande échelle est progressivement atténué alors que le filtrage des petites échelles tend vers un plateau avec environ 10% de filtrage. On remarquera que des effets de pixellisation sont présents en pratique, mais interviennent à des échelles angulaires beaucoup plus petites que celles d'intérêt ici (si les cartes sont correctement échantillonnées), la coupure induite par la FWHM du lobe ayant lieu autour de 3 arcmin^{-1} .

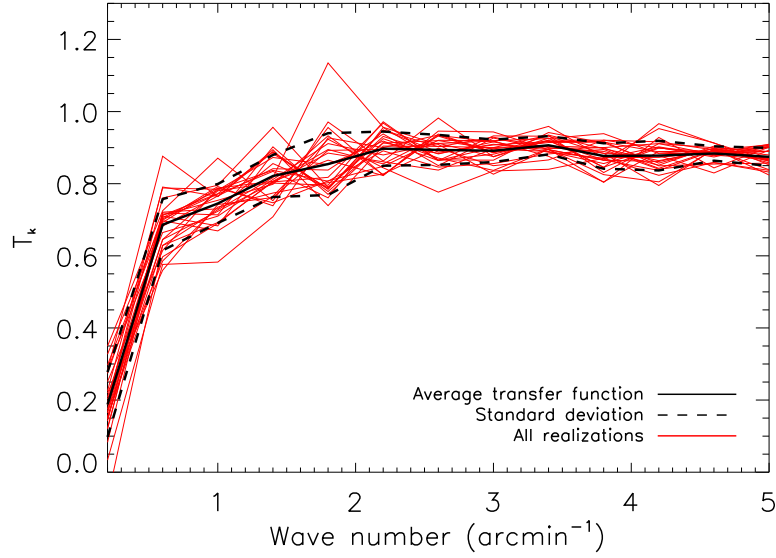


Figure 9.11 – *Dispersion de la fonction de transfert sur les réalisations effectuées par scan. Exemple d’une réduction par bloc électronique.*

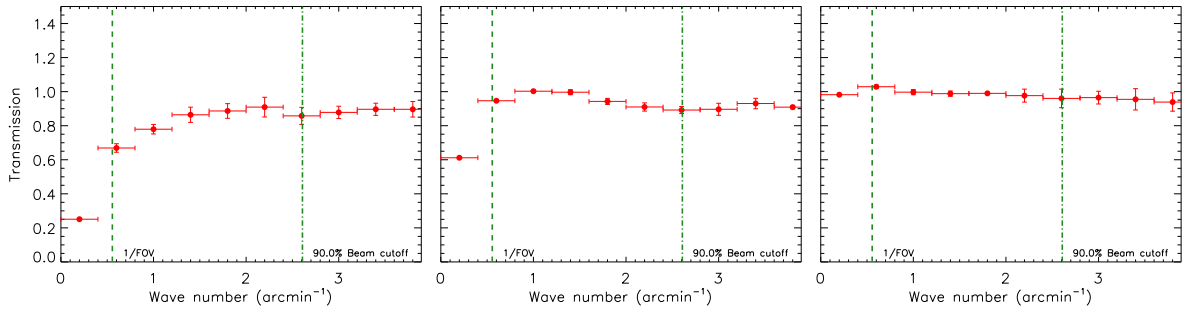


Figure 9.12 – *Fonction de transfert effective pour trois réductions des données dans le cas de la simulation d’un amas de galaxies et de bruit blanc. De gauche à droite : mode commun par bloc électronique, un mode commun sur la matrice entière, et une décorrélation atmosphérique spectrale. Les échelles angulaires correspondant au lobe et au champ de vue sont également représentées.*

Chaque méthode de réduction des données implique une fonction de transfert effective différente qui doit être calculée et utilisée systématiquement si les cartes sont comparées à des modèles. La figure 9.12 donne les fonctions de transfert obtenues pour trois cas standard : la réduction par bloc électronique (utilisé comme exemple principal jusqu’ici et dans la suite), réduction par matrice entière en utilisant un masque de source, et décorrélation spectrale dans le cas de l’effet tSZ. La décorrélation par bloc électronique est la plus agressive sur le signal et décroît le plus rapidement à grandes échelles. La décorrélation spectrale est en revanche plate sur la quasi-totalité des échelles et l’on note même un excès à grandes échelles que l’on attribue à la contribution du signal à 260 GHz ayant fui dans le mode commun utilisé lors de la soustraction atmosphérique. Les très grandes échelles sont néanmoins filtrées par la stratégie de scan elle-même. La décorrélation par masque de source apparaît être un intermédiaire entre les deux autres méthodes en terme de filtrage. Il est à noter que le niveau de bruit, et en particulier

de bruit corrélé restant dans les données varie comme l'inverse du filtrage du signal et il est nécessaire de trouver un compromis entre filtrage et bruit en terme de signal sur bruit. La fonction de transfert présentée dans le cas de la décorrélation spectrale est réalisée ici sans aucune autre soustraction du bruit et en pratique, il est nécessaire de filtrer davantage pour pouvoir exploiter les données, comme en ajustant et soustrayant des polynômes basses fréquences dans les TOIs. Les résultats donnés ici seront utilisés dans les chapitres suivants afin de comparer quantitativement un modèle aux données, comme décrit au chapitre 10.

9.4.5 Dépendance avec le signal injecté et limitation

Même si des *a priori* forts sont en général disponibles sur le signal mesuré, à partir des observations X pour le SZ par exemple, ou d'observations dans d'autres longueurs d'onde comme celles d'Herschel pour les nuages de poussière galactique¹, le signal mesuré est inconnu au sens strict. La stabilité de la fonction de transfert doit donc être testée en fonction du signal simulé dans une limite raisonnable. Pour cela, le calcul de la fonction de transfert est réalisé dans le cas de la simulation d'un amas de galaxies dont le signal varie en amplitude et en extension. La fonction de transfert est également testée dans le cas d'un signal d'entrée en forme de bruit blanc uniquement. La figure 9.13 présente les résultats dans les différents cas. La stabilité est remarquable en terme de variation d'amplitude du signal puisque un changement d'un facteur 10 n'a aucun impact notable. L'extension du signal est légèrement plus sensible puisque l'on note des différences allant jusqu'à 10% dans le cas où l'extension spatiale du signal est multipliée par un facteur 2.5. Néanmoins, même dans le cas où seul du bruit blanc est présent dans les cartes d'entrée (la forme du signal est alors complètement différente par rapport au modèle du signal de référence utilisé), la fonction de transfert reste compatible avec celle obtenue pour le modèle de référence. Dans les chapitres suivants, il ne sera donc pas envisagé d'utiliser une fonction de transfert différente selon le modèle testé contre les données.

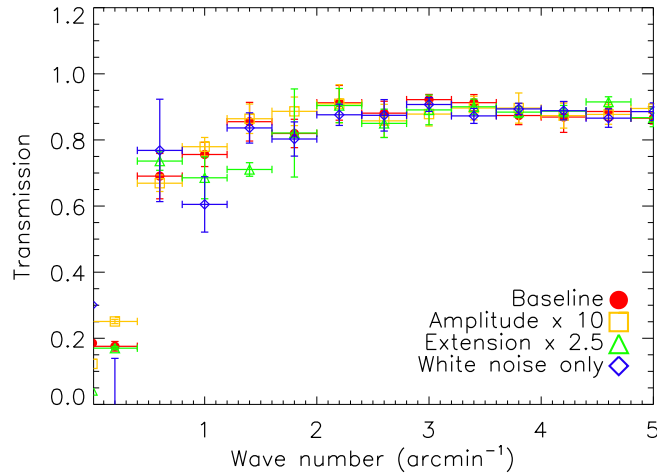


Figure 9.13 – *Dispersion de la fonction de transfert sur les réalisations de signal effectuées. On donne ici l'exemple d'une réduction par bloc électronique.*

Dans la suite, la fonction de transfert associée à une méthode de réduction sera utilisée afin de comparer rapidement un modèle aux données. Il est important de noter que la fonction de

1. Du fait de son champ de vue restreint, *NIKA* ne sera certainement jamais utilisé pour faire des grands *survey* et les observations pointées comme celles pratiquées, requièrent inévitablement des données complémentaires.

transfert calculée ici est effective sur l'ensemble de la carte et des scans et ne contient pas la totalité de l'information liée à la transformation du signal. En effet, le filtrage appliqué au signal est :

- Anisotrope (bien que l'hypothèse d'isotropie ait été implicite lors du calcul du spectre de puissance) puisqu'il dépend de la direction de scan pour chaque scan. Cependant, si la source est scannée avec un grand nombre d'angles d'attaques différents alors, le filtrage moyen sur tous les scans sera isotrope.
- Inhomogène sur la carte à partir du moment où des masques de source sont utilisés ou encore du fait que tous les détecteurs ne sont pas équivalents (ils ne voient pas tous la région cartographiée de manière identique). Dans le cas d'une réduction par bloc électronique, tous les blocs ne sont pas équivalents et on obtient ainsi une fonction de transfert différente pour chacun d'entre eux. Pire encore, il peut arriver que les scans soient de longueur différentes selon les directions du ciel et avec des vitesses de scan différentes.

Dans l'absolu, il serait alors nécessaire de réaliser une simulation pour chaque modèle comparé aux données de chaque détecteur et chaque scan individuellement, mais on verra au chapitre suivant que c'est irréalisable numériquement. Malgré ces limitations, la fonction de transfert sera représentative de la réduction si la stratégie de scan est, en moyenne, isotrope et si le signal simulé pour la calculer est représentatif du signal mesuré.

9.5 Conclusions

Dans le but de mesurer la fonction de transfert effective de la chaîne d'analyse présentée au chapitre 7, nous avons détaillé ici la chaîne de simulations qui a été développée dans ce contexte. La simulation des sources astrophysiques a été brièvement introduite, puis deux méthodes ont été présentées pour simuler les TOIs : une simulation complète du bruit, et l'utilisation de données réelles dans lesquelles le signal simulé est injecté. Les deux méthodes se sont montrées cohérentes à condition que les conditions atmosphériques soient simulées de façon équivalente à celles au moment de l'enregistrement des données réelles. La comparaison du signal injecté et du signal récupéré après la réduction des données simulées a permis de remonter à la fonction de transfert de la chaîne d'analyse. Cette fonction de transfert va maintenant pouvoir être utilisée afin de comparer des modèles physiques aux données *NIKA* comme nous allons le voir dans les chapitres suivants.

Troisième partie

Construction et exploitation scientifique d'un échantillon d'amas pilote pour *NIKA2*

10

Extraction des propriétés physiques du milieu intra amas par Monte-Carlo à Chaînes de Markov

Sommaire

10.1 Modélisation tridimensionnelle du milieu intra amas	152
10.1.1 Données externes utilisées	152
10.1.2 Modélisation du profil de densité	153
10.1.3 Modélisation du profil de pression	154
10.2 Convolution par la réponse instrumentale	155
10.2.1 Intégration sur la ligne de visée et conversion en signal physique	155
10.2.2 Fonction de transfert	156
10.2.3 Paramètres de nuisance	156
10.3 Echantillonnage des distributions	157
10.3.1 Fonction de vraisemblance	157
10.3.2 Evolution des chaînes	158
10.3.3 Convergence et mélange	161
10.3.4 <i>Burn-in</i> et fonction de corrélation	162
10.3.5 Fonction densité de probabilité <i>a posteriori</i>	162
10.4 Distributions physiques du milieu intra amas	162
10.4.1 Distributions thermodynamiques	162
10.4.2 Distribution de matière	163
10.4.3 Propagation des chaînes vers les distributions finales	164
10.5 Validation par la simulation d'un amas typique pour NIKA	164
10.6 Conclusions	169

Une fois les données tSZ réduites, l'information contenue dans les cartes doit être extraite pour caractériser la physique des amas. Dans ce chapitre, on cherchera à remonter à la distribution radiale thermodynamique en trois dimensions de l'ICM (température, pression, entropie), ainsi qu'à la distribution radiale de matière (masse totale, fraction de gaz).

En pratique, l'information contenue dans les observations dont on dispose est projetée sur le ciel et convoluée par la réponse instrumentale. Deux approches sont alors possibles. La première consiste à employer des méthodes de dé-projection et de dé-convolution des données elles-mêmes,

tout en propageant les incertitudes comme par exemple dans [Basu *et al.*, 2010]. Ce choix a l'avantage de permettre une analyse qui ne dépend pas directement d'un modèle sous-jacent. Il est cependant difficile à mettre en place de par les instabilités numériques qui entrent en jeu du fait de l'échantillonnage fini des mesures. La deuxième solution, qui est adoptée ici et détaillée dans ce chapitre, consiste à comparer les données avec un modèle physique lui-même projeté et convolué par la réponse instrumentale. Les outils développés ici utilisent un échantillonnage Monte-Carlo par Chaîne de Markov (MCMC pour *Markov Chain Monte Carlo* en anglais) de la distribution de l'ICM.

Le MCMC est un moyen efficace d'échantillonner la fonction densité de probabilité *a posteriori* associée au modèle qui est comparé aux données, dans l'espace des paramètres. Pour ce faire, un tirage successif de jeu de paramètres, formant une chaîne, permet de construire un modèle qui peut être comparé aux observations. La comparaison des deux permet aux chaînes de converger vers la fonction densité de probabilité et d'échantillonner cette dernière par l'intermédiaire d'une fonction de vraisemblance. Bien que plus complexe à mettre en oeuvre qu'une grille, l'utilisation d'un MCMC est motivée ici par le grand nombre de paramètres que l'on devra ajuster et leurs dégénérescences. L'utilisation d'une grille requerrait un volume d'échantillonnage beaucoup trop grand pour être réalisable numériquement. De plus, le MCMC a l'avantage, contrairement à la grille, de sonder l'espace des paramètres dans la région d'intérêt, qui est très localisée par rapport à l'espace des paramètres *a priori* autorisés, ce qui réduit considérablement le temps de calcul passé inutilement loin de cette région dans le cas d'une grille. On pourra se référer à [Verde, 2007] pour plus de détails sur le principe et l'utilisation de MCMC en cosmologie. Ce travail a donné lieu au développement d'un algorithme disponible au sein de la collaboration *NIKA*.

10.1 Modélisation tridimensionnelle du milieu intra amas

Nous nous plaçons ici dans le cadre d'un modèle de distribution thermodynamique de l'ICM. Le choix de la modélisation dépend des données à disposition, tSZ principalement, mais pas uniquement. Avant d'introduire le modèle utilisé pour décrire les amas, nous nous concentrerons sur les données dont nous disposons et le choix de leur utilisation, en plus du signal tSZ.

10.1.1 Données externes utilisées

En plus des cartes tSZ obtenues avec *NIKA* qui permettent de contraindre le profil radial de pression des amas, des données externes sont utilisées pour apporter de l'information supplémentaire sur la densité électronique du gaz et sur le flux tSZ total.

10.1.1.1 Profil de densité ACCEPT

Comme on l'a vu au chapitre 3, les données X sont très sensibles à la densité électronique dans les amas ($\propto n_e^2 \sqrt{T_e}$). La spectroscopie X permet également d'en estimer la température, mais devient très coûteuse rapidement avec l'augmentation du redshift, puisqu'elle nécessite une grande statistique en termes de nombre de photons mesurés. La combinaison de données X et tSZ s'avère particulièrement intéressante puisque connaître à la fois la pression et la densité permet de remonter non seulement à la distribution thermodynamique complète des amas, mais également à la distribution de masse, tel qu'on le verra en détail plus loin dans ce chapitre. Les données X du satellite *Chandra* sont disponibles publiquement, cependant, l'analyse permettant d'obtenir la distribution de densité requiert une expertise dans ce domaine qui dépasse le cadre de cette thèse. On utilise alors le catalogue *ACCEPT*¹ [Cavagnolo *et al.*, 2009], publiquement

1. Archive of Chandra Cluster Entropy Profile Tables, <http://www.pa.msu.edu/astro/MC2/accept/>

disponible, dans lequel apparaît le profil de densité dé-projeté de 239 amas. Tel que détaillé dans [Cavagnolo *et al.*, 2009], le flux mesuré dans la gamme d'énergie 0.7–2 keV donne un bon diagnostic de la densité de l'ICM. La haute résolution angulaire du profil de brillance de surface permet d'obtenir un profil de densité électronique dé-projeté en utilisant la normalisation et le nombre de coups issus de l'analyse spectrale. Puisque l'on s'intéresse à des amas distants, on ne considère pas ici le profil de température qui se limite en général à une poignée de bins avec de très grandes barres d'erreur. La résolution angulaire de *Chandra*, de 0.5 arcsec, est très inférieure à celle de *NIKA*.

10.1.1.2 Flux intégré *Planck*

On a vu que pour les objets dont la taille caractéristique est grande devant le champ de vue de *NIKA*, les grandes échelles étaient filtrées des cartes. Dans le cas de *Planck*, au contraire, le flux total des objets est non biaisé, mais le détail des structures est lissé par le lobe. Il est alors approprié d'utiliser cette complémentarité entre les deux instruments pour contraindre à la fois le détail de la distribution du signal des amas et leur flux total. La contrainte sur le flux total, Y_{tot} , est obtenue par photométrie d'ouverture sur les cartes de paramètre de Compton MILCA [Planck Collaboration *et al.*, 2014g], dont la méthodologie d'extraction est donnée dans [Hurier *et al.*, 2013]. La résolution des cartes MILCA utilisées est de 10 arcmin, limitée par la résolution de la plus basse fréquence *Planck* utilisée pour la construire. On donne pour illustration dans la figure 10.1 les cartes obtenues autour du super-amas local et résolu du Shapley, de MACS J1149.5+2223 à $z = 0.544$ qui servira d'exemple par la suite, et de CL J1226.9+3332 à $z = 0.89$ qui sera étudié en détail au chapitre 12.

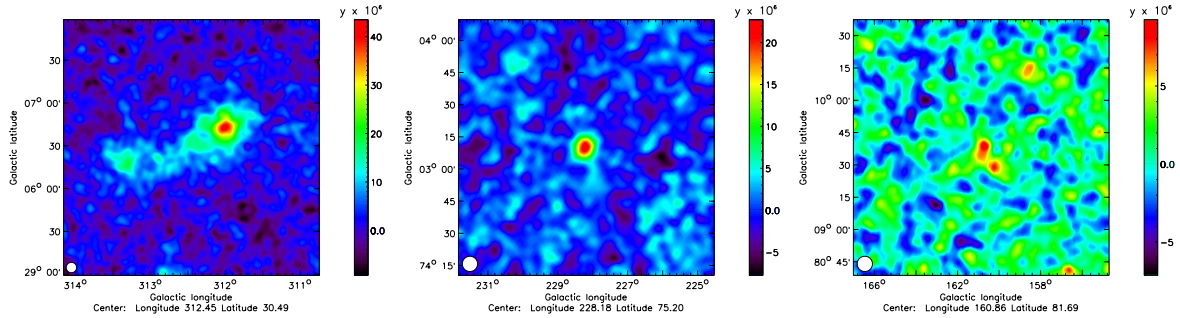


Figure 10.1 – Cartes de paramètre de Compton MILCA en coordonnées galactiques. **Gauche** : super-amas du Shapley, local. **Centre** : MACS J1149.5+2223, $z = 0.544$. **Droite** : CL J1226.9+3332, $z = 0.89$. A noter que le rapport signal sur bruit dépend évidemment du signal propre de l'amas, mais également de sa position dans le ciel du fait de l'inhomogénéité du bruit et des contaminants galactiques ou extra-galactiques éventuels.

10.1.2 Modélisation du profil de densité

La densité électronique de l'ICM reflète la capacité du potentiel gravitationnel de l'amas à compresser le gaz. Historiquement, le β -modèle a été utilisé pour décrire le profil de densité des amas [Cavaliere et Fusco-Femiano, 1978],

$$n_e(r) = n_{e,0} \left(1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-3\beta/2}, \quad (10.1)$$

avec $n_{e,0}$ la densité centrale, r_c un rayon de cœur caractéristique, et β relié à la pente du profil. Avec l'amélioration de la qualité des données, des déviations importantes par rapport à un modèle aussi simple sont apparues. Pour rendre compte des observations, [Vikhlinin *et al.*, 2006] ont proposé d'étendre le β -modèle par

$$\begin{aligned} n_e(r)^2 &= n_{e,0,1}^2 \frac{(r/r_c)^{-\alpha}}{\left[1 + (r/r_c)^2\right]^{3\beta-\alpha/2}} \frac{1}{\left[1 + (r/r_s)^\gamma\right]^{\epsilon/\gamma}} \\ &+ n_{e,0,2}^2 \frac{1}{\left[1 + (r/r_c)^2\right]^{3\beta_2}}. \end{aligned} \quad (10.2)$$

Le terme α permet un changement de pente au lieu d'un cœur dominé par β . La deuxième fraction du premier terme décrit le raidissement du profil des amas à grand rayon. Le paramètre ϵ donne le changement de pente et γ la largeur de la transition se produisant autour du rayon r_s . Enfin, le deuxième terme est présent explicitement pour donner une liberté supplémentaire à l'ajustement du cœur de l'amas.

Dans notre cas, où l'on est intéressé par des amas distants pour lesquels nous ne disposons pas d'un très bon échantillonnage des régions centrales, une telle complexité est superflue et on réduit alors ce modèle à sa version simplifiée notée ci-après SVM pour *Simplified Vikhlinin Model*,

$$n_e(r) = n_{e0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{-3\beta/2} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\gamma\right]^{-\epsilon/2\gamma}. \quad (10.3)$$

De plus, on fixe $\gamma = 3$ puisque cela donne un ajustement adéquat de tous les amas utilisés par [Vikhlinin *et al.*, 2006]. On notera enfin que dans la limite $\epsilon \rightarrow 0$, le SVM est équivalent au β -modèle.

10.1.3 Modélisation du profil de pression

On adopte la modélisation de la distribution de pression dans les amas par le profil généralisé de Navarro Frenk et White (gNFW ci-après) [Nagai *et al.*, 2007a], donné par

$$P_e(r) = \frac{P_0}{\left(\frac{r}{r_p}\right)^c \left(1 + \left(\frac{r}{r_p}\right)^a\right)^{\frac{b-c}{a}}}. \quad (10.4)$$

Le paramètre P_0 est une constante de normalisation, $r_p = R_\Delta/c_\Delta$ est le rayon caractéristique avec c_Δ le paramètre de concentration du gaz. Les paramètres a , b et c représentent respectivement la pente du profil à des rayons $r \sim r_p$, $r \gg r_p$ et $r \ll r_p$. On peut également définir la taille angulaire équivalente $\theta_{p,\Delta} = r_{p,\Delta}/D_A$, avec D_A la distance angulaire de l'amas. Le profil gNFW permet de décrire son comportement à trois échelles caractéristiques, de sorte que selon la distance à laquelle se situe l'amas, les données *NIKA*, qui sont le plus sensible autour de ~ 1 arcmin, seront plus sensible à l'un ou l'autre des paramètres de pente.

Dans un scénario auto-similaire, dans lequel seule la gravité (qui n'a pas d'échelle privilégiée) affecte les propriétés des amas, le profil des quantités physiques est universel une fois normalisé à la valeur appropriée à un contraste de densité Δ . L'expression du profil peut ainsi s'écrire sous sa forme universelle [Arnaud *et al.*, 2010] par $P(x_r) = P(r)/P_{500}$ avec $x_r = r/R_{500}$ et $P_0 = P_0/P_{500}$. La normalisation P_{500} est alors reliée à la masse M_{500} par une loi d'échelle. Dans le cas auto-similaire purement basé sur la gravitation,

$$P_{500} = 1.65 \times 10^{-3} E(z)^{8/3} \left[\frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} \text{M}_\odot} \right]^{2/3} h_{70}^2 \text{ KeV.cm}^{-3}, \quad (10.5)$$

avec $E(z)$ le rapport entre le paramètre de Hubble au redshift z et aujourd'hui. En pratique, les déviations du cas auto-similaire impliquent une dépendance en masse de la pression. Cette dépendance est presque indépendante du rayon et est donnée par

$$\frac{P(r)}{P_{500}} = \mathbb{P}(x_r) \left[\frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} \text{M}_{\odot}} \right]^{0.12}. \quad (10.6)$$

Les paramètres du profil de pression universel ont été mesurés par *Planck* sur un échantillon de 62 amas proches, $(\mathbb{P}_0, c_{500}, c, a, b) = (6.41, 1.81, 0.31, 1.33, 4.13)$ [Planck Collaboration et al., 2013d], ainsi que par [Arnaud et al., 2010] en utilisant des données X et des simulations numériques, $(\mathbb{P}_0, c_{500}, c, a, b) = (8.403/h_{70}^{-3/2}, 1.177, 0.3081, 1.0510, 5.4905)$.

10.2 Convolution par la réponse instrumentale

Lors du MCMC, on va chercher à comparer la prédiction des modèles donnés ci-dessus, pour un jeu de paramètres, aux données dont on dispose. Le modèle physique de la pression et de la densité de l'amas doit donc être convolué par les effets associés à son observation, afin d'obtenir en particulier une carte de flux tSZ correspondant au modèle, pour que la comparaison ait un sens. Cette section détaille les étapes nécessaires pour y parvenir.

10.2.1 Intégration sur la ligne de visée et conversion en signal physique

La carte de brillance de surface tSZ du modèle (en Jy/beam) est donnée par le paramètre de Compton de l'équation 3.7, multipliée par le coefficient de conversion d'unité entre Jy/beam et y_{tSZ} ($C_{\text{Jy/beam/y}}$) qui est calculé à partir de l'équation 3.6 comme décrit au chapitre 8. Le paramètre de Compton est donné par l'intégrale de la distribution de pression sur la ligne de visée. Pour un rayon projeté R du centre de l'amas, la brillance de surface est alors donnée par

$$S_{\text{tSZ}}(R) = \frac{2\sigma_{\text{T}}}{m_e c^2} \int_R^{R_{\text{max}}} (1 + \delta_{\text{tSZ}}(T_e(r))) \times C_{\text{Jy/beam/y}} \times P_e(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr. \quad (10.7)$$

Les corrections relativistes (voir section 3.1.5) sont incluses à ce stade à travers le terme $\delta_{\text{tSZ}}(T_e(r))$, calculées *via* le rapport entre les spectres tSZ corrigés et non corrigés des effets relativistes, tous deux intégrés sur les bandes passantes de *NIKA*. La température du gaz est obtenue à partir des modèles de pression et de densité électronique, en supposant que le gaz se comporte comme un fluide parfait. Ainsi, un petit élément de l'ICM contribue à la carte de flux avec son propre spectre tSZ qui dépend de la température et de la pression localement. Le coefficient de conversion entre Jy/beam et y_{tSZ} est, quant à lui, issu d'un spectre non-corrigé des effets relativistes.

Bien que simple *a priori*, l'intégrale de l'équation 10.7 pose un certain nombre de problèmes en pratique :

- Formellement, $R_{\text{max}} \rightarrow \infty$, mais on considère que l'extension de l'amas se termine à $R_{\text{max}} = 5 \times R_{500}$. Cette supposition se justifie, à la fois par le fait que la contribution au signal des régions plus lointaines est effectivement négligeable, et d'autre part, au-delà de quelques R_{500} le gaz n'est plus virialisé de sorte qu'il peut être considéré comme externe à l'amas que l'on cherche à modéliser par ailleurs.
- L'intégrale diverge en $r \rightarrow 0$ où le profil gNFW perd son sens physique. La valeur $y_{\text{tSZ}}(R = 0)$ est alors interpolée. Cette solution est sans conséquence puisque la carte se trouve être lissée par le lobe par la suite.

- Lors du MCMC, le calcul est fait à de nombreuses reprises et pour toutes les valeurs de R requises. L'échantillonnage est alors fait de façon logarithmique puisque le profil est décrit en loi de puissance. Ce choix permet d'optimiser le nombre de pas sur l'intégration dr . De plus, le calcul est fait en parallèle sur tous les rayons projetés simultanément.

10.2.2 Fonction de transfert

Les données tSZ *NIKA* sont filtrées lors de leur réduction. Pour comparer un modèle aux données, il est alors nécessaire d'appliquer au modèle la fonction de transfert correspondant à la réduction effectuée. Celle-ci est obtenue grâce à des simulations expliquées en détail à la section 9.4. La comparaison entre les données et le modèle n'est pas sensible aux grandes échelles, car ces dernières sont filtrées. Si les paramètres associés à ces échelles sont libres, on s'attend donc à ce que les contraintes correspondantes soient nulles. Dans le cas contraire, elles seront fortement dépendantes du modèle considéré. Dans ce contexte, la contrainte sur le flux intégré issu de *Planck* permet de pousser la contrainte du modèle à plus grandes échelles.

De façon similaire, la réponse angulaire du télescope gommant les petites échelles et dont la mesure est détaillée dans la section 8, est convolué avec la carte de modèle. La fonction de transfert totale, c'est-à-dire incluant le filtrage à grandes échelles et le lobe, est notée TF_θ .

10.2.3 Paramètres de nuisance

En plus de la modélisation physique de l'amas lui-même, il est nécessaire d'inclure un certain nombre de paramètres de nuisance pour tenir compte de la réalité des données. Ils sont liés à la réduction des données, à l'instrument, ou encore à des contaminants possibles dans le signal tSZ. Chaque paramètre de nuisance est connu *a priori* avec une certaine erreur, $n_i \pm \Delta n_i$. Pour chaque modèle le paramètre de nuisance n_i^{test} est alors contraint par un *prior* gaussien centré sur n_i avec un écart-type Δn_i . Ainsi les distributions finales sur les paramètres d'intérêt physique sont automatiquement marginalisées.

Niveau zéro des cartes

Lors de la réduction des données de *NIKA*, le niveau zéro du signal n'est jamais mesuré de façon absolu. Il est alors défini comme étant la moyenne du signal vu par les détecteurs hors de la source. Cependant dans le cas de sources diffuses tel que les amas, il n'y a jamais d'observation complètement hors source. On définit alors le paramètre libre Z_l permettant de tenir compte d'un niveau zéro inconnu.

Étalonnage

L'étalonnage entre Jy/beam et paramètre de Compton, $C_{\text{Jy/beam}/y}$, est connue à typiquement 10% près. Il est directement proportionnel au paramètre P_0 de sorte qu'il se traduit par une erreur systématique sur ce dernier. Du fait de la dégénérescence entre les paramètres, il est utile de propager cette erreur directement lors de la modélisation du signal.

Sources ponctuelles

La contamination par des sources ponctuelles est un problème récurrent dans les analyses tSZ. Pour en tenir compte, on inclut dans le modèle la présence éventuelle de tels objets. Une source est associée à un flux et à une position, soit trois paramètres de nuisance. On note $F_{\text{P.S.}}$ la carte correspondant à la source.

Centre de l'amas

En plus de l'erreur de pointage des données *NIKA*, la position du centre des amas n'est pas toujours clairement définie. Pour en tenir compte, la carte du modèle simulé est décalée du vecteur $(\Delta x, \Delta y)$ par rapport à la position initiale (x_0, y_0) .

Résumé

Finalement, pour un modèle donné, la carte tSZ comparée aux données est obtenue par

$$M_{\text{tSZ}}^{\text{mod}} = TF_{\theta} \otimes S_{\text{tSZ}}(x - x_0 - \Delta x, y - y_0 - \Delta y) + F_{\text{P.S.}} + Z_l \quad (10.8)$$

où l'étalonnage et son incertitude sont inclus dans le terme S_{SZ} à travers le coefficient $C_{\text{Jy/beam/y}}$.

10.3 Echantillonnage des distributions

On cherche maintenant à échantillonner la fonction densité de probabilité P dans l'espace des paramètres que l'on vient d'introduire et qui décrit les données. Dans un contexte Bayésien on peut alors l'écrire comme

$$P(\vec{\theta} | D) \propto \mathcal{L}(\vec{\theta} | D) \times \pi(\vec{\theta}), \quad (10.9)$$

avec $\mathcal{L}(\vec{\theta} | D)$ la fonction de vraisemblance du modèle calculé avec le jeu de paramètre $\vec{\theta}$, sachant les données D , et $\pi(\vec{\theta})$ un *prior* sur les paramètres.

10.3.1 Fonction de vraisemblance

L'erreur par pixel des cartes *NIKA* est bien représentée par une statistique gaussienne comme on l'a vue au chapitre 8, et c'est aussi le cas pour l'erreur sur le flux intégré qui est dérivée à partir des données *Planck*. La statistique des erreurs issues de la mesure d'un nombre de photons en X est en revanche poissonnienne. Cependant, [Cavagnolo *et al.*, 2009] donne directement le profil de densité calculé à partir de la brillance de surface et de l'analyse spectrale. On fera donc ici l'hypothèse que les erreurs associées à chaque profil de densité dé-projeté présent dans le catalogue *ACCEPT* sont gaussiennes. Cela revient à supposer que le théorème de la limite central s'applique lorsque plusieurs variables aléatoires sont combinées, telles que pour obtenir le profil de densité *ACCEPT*.

Décrivons l'espace des paramètres de façon générale par $\vec{\theta} = \{\theta^{(1)}, \theta^{(2)}, \dots, \theta^{(N_p)}\}$, avec $\theta^{(\alpha)}$ représentant les paramètres ajustés dont la dimension de l'espace est donnée par N_p . De même, les données sont décrites par $D = \{D^{\text{NIKA}}, D^{\text{ACCEPT}}, D^{\text{Planck}}\}$ de dimension $n = N_{\text{pix}} + N_{\text{bin}} + 1$ (nombre de pixels de la carte tSZ utilisés, nombre de bins du profil de densité et un pour le flux tSZ intégré *Planck*). La fonction de vraisemblance associée au modèle $M(\vec{\theta})$ est alors approximée par

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\vec{\theta} | D) &= \mathcal{L}(\vec{\theta} | D^{\text{NIKA}}) \times \mathcal{L}(\vec{\theta} | D^{\text{ACCEPT}}) \times \mathcal{L}(\vec{\theta} | D^{\text{Planck}}) \\ &= \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^n |\det(C)|}} \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_{ij} \left(D - M(\vec{\theta}) \right)_i C_{ij}^{-1} \left(D - M(\vec{\theta}) \right)_j \right) \end{aligned} \quad (10.10)$$

avec $C_{ij} = \langle (D - M(\vec{\theta}))_i (D - M(\vec{\theta}))_j \rangle$ la matrice de covariance. Dans le cas du profil de densité, la corrélation des points bin à bin est ignorée et seuls les termes diagonaux de la matrice de covariance sont supposés non-nuls. Cette approximation est nécessaire puisque la matrice de covariance n'est pas fournie dans le catalogue *ACCEPT*. Pour les cartes *NIKA*, la matrice de

covariance peut être calculée tel que décrit au chapitre 8. En revanche, son inversion est possible uniquement pour des cartes de petite taille (typiquement moins de 100×100 pixels) et nécessite un grand nombre de simulations ($\gtrsim 10^5$) pour qu'elle soit stable. Pour cette raison, la matrice de covariance est, elle aussi, souvent considérée diagonale dans le cas des cartes SZ de *NIKA*. Cela revient à supposer que le bruit est blanc, ce qui est faux de manière générale, mais une première approximation raisonnable puisque les résidus de bruits corrélés sont faibles. Dans ce chapitre, et souvent dans cette thèse, on se place dans cette approximation et on se contente ici de vérifier que le biais éventuel induit est faible devant l'erreur statistique finale dans le cas d'observations typiques. Dans ce contexte, le terme de l'exponentielle devient $-\frac{1}{2}\chi^2(\vec{\theta})$ avec

$$\begin{aligned}\chi^2(\vec{\theta}) &= \chi_{NIKA}^2(\vec{\theta}) + \chi_{ACCEPT}^2(\vec{\theta}) + \chi_{Planck}^2(\vec{\theta}) \\ &= \sum_{i=1}^{N_{\text{pix}}} \left(\frac{D_i^{NIKA} - M_{\text{tSZ},i}^{\text{mod}}(\vec{\theta})}{\sigma_i^{NIKA}} \right)^2 \\ &\quad + \sum_{j=1}^{N_{\text{bin}}} \left(\frac{n_e(r_j)^{ACCEPT} - n_e^{\text{mod}}(r_j, \vec{\theta})}{\sigma_j^{ACCEPT}} \right)^2 \\ &\quad + \left(\frac{Y_{\theta_{\text{max}}}^{Planck} - Y_{\theta_{\text{max}}}^{\text{mod}}(\vec{\theta})}{\sigma^{Planck}} \right)^2,\end{aligned}\tag{10.11}$$

où la première somme est faite sur les pixels i de la carte tSZ et le nombre de pixels est N_{pix} . L'erreur par pixel σ_i^{NIKA} est calculée à partir de la déviation standard des cartes par scan tel que décrit au chapitre 8. Dans le deuxième terme, les données *ACCEPT* sont représentées par la densité $D^{ACCEPT} = n_e(r_j)^{ACCEPT}$ pour chaque bin j sur lequel la somme est effectuée, et son erreur supposée gaussienne σ_j^{ACCEPT} . Le modèle de densité est donné par $n_e^{\text{mod}}(r_j, \vec{\theta})$. Finalement, le flux intégré *Planck*, jusqu'à un angle maximal θ_{max} , est donné par $D^{Planck} = Y_{\theta_{\text{max}}}^{Planck}$. Le modèle est également intégré pour prédire $Y_{\theta_{\text{max}}}^{\text{mod}}(\vec{\theta})$ auquel le flux *Planck* est comparé.

On notera que l'on se donne la possibilité de masquer certains pixels de la carte tSZ. En effet, on verra notamment au chapitre 11 que cela peut être utile dans le cas de présence d'extension tSZ causées par des chocs entre amas.

10.3.2 Evolution des chaînes

Algorithme de Metropolis–Hasting

Le code MCMC se résume à une marche aléatoire dans l'espace des paramètres. On note le jeu de paramètres de l'indice i de la chaîne par $\vec{\theta}_i$. Pour faire évoluer une chaîne (ou plusieurs), on utilise l'algorithme de Metropolis–Hasting [Chib et Greenberg, 1995]. Cet algorithme permet d'assurer que la solution stationnaire de chaque chaîne tend bien vers la fonction cible échantillonnée. Il consiste en trois étapes, pour chaque chaîne indépendamment dans notre cas :

1. Le point de départ est un jeu de paramètres, $\vec{\theta}_1$, choisis arbitrairement. La vraisemblance du modèle, $\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}(\vec{\theta}_1|D)$, est alors calculée en comparant le modèle et les données D , comme décrit à la section précédente.
2. Une marche aléatoire dans l'espace des paramètres donne alors un nouveau jeu $\vec{\theta}_{\text{test}}$ par l'intermédiaire de la fonction de proposition $q(\vec{\theta}_{\text{test}}|\vec{\theta}_i)$. La vraisemblance est également calculée, $\mathcal{L}_{\text{test}} = \mathcal{L}(\vec{\theta}_{\text{test}}|D)$. Le choix de la fonction de proposition et son auto-adaptation est détaillé ci-après.

3. (a) Si $\mathcal{L}_{\text{test}}/\mathcal{L}_1 \geq 1$, alors le point est accepté comme faisant partie de la chaîne et l'itération recommence à l'étape 2. après avoir remplacé $\vec{\theta}_2$ par $\vec{\theta}_{\text{test}}$.
- (b) Si $\mathcal{L}_2/\mathcal{L}_1 < 1$, alors un nombre aléatoire x_{test} est tiré à partir d'une loi de probabilité uniforme sur $[0, 1]$. Si $\mathcal{L}_{\text{test}}/\mathcal{L}_1 \geq x_{\text{test}}$, alors l'étape 3. (a) est appliquée. Dans le cas contraire, le point est refusé, le nouvel échantillon est donné par $\vec{\theta}_2 = \vec{\theta}_1$ et la chaîne stagne.

La figure 10.2 de gauche donne un exemple de l'évolution de quatre chaînes dans l'espace des paramètres associées au profil de pression, dans le plan $P_0 - r_p$. On constate que chacune des chaînes, démarrant à une position arbitraire, converge vers, et échantillonne la fonction densité de probabilité qui permet de décrire les données.

Fonction de proposition et adaptation de l'échantillonnage

L'algorithme de Metropolis–Hasting converge vers la vraie fonction densité de probabilité cible. Cependant, la manière de définir l'échantillonnage, en particulier lors de la marche aléatoire via la fonction de proposition $q(\vec{\theta}_{\text{test}}|\vec{\theta}_i)$, est un sujet sensible dans les MCMC puisqu'il est responsable de la vitesse à laquelle les chaînes du MCMC vont converger. La dégénérescence entre les paramètres est souvent la cause d'une perte importante d'efficacité si elle n'est pas prise en compte. Il existe de nombreuses techniques permettant d'optimiser l'échantillonnage (voir par exemple [Lewis et Bridle, 2002]), mais dans notre cas pour une utilisation standard, qui reste relativement simple, les chaînes du MCMC convergent et échantillonnent les distributions de probabilité en ~ 1 heure (selon le choix des paramètres ajustés) sur un ordinateur portable sans avoir besoin d'optimisations fines, ce qui est largement suffisant.

Le code MCMC développé fait évoluer simultanément un nombre donné de chaînes, typiquement 5–10. Les conditions initiales de chaque chaîne sont données par une position moyenne $\vec{\mu}_0$ et une dispersion $\vec{\sigma}_0$ gaussienne des chaînes dans l'espace des paramètres. Le pas est donné initialement de façon arbitraire par \vec{p}_0 . Le MCMC va alors adapter l'échantillonnage automatiquement en trois étapes.

1. Marche aléatoire dans l'espace des paramètres avec le pas \vec{p}_0 , en ignorant les corrélations entre paramètres qui ne sont pas connues *a priori*, à partir de la position initiale des chaînes. On a donc

$$\theta_{\text{test}}^{(\alpha)} = \theta_i^{(\alpha)} + p_0^{(\alpha)} g(0, 1) \quad (10.12)$$

où $g(0, 1)$ est une variable tirée aléatoirement selon une loi de probabilité gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type 1.

2. Après un nombre donné d'itérations, ~ 200 , le nombre d'échantillons n'est pas suffisant pour estimer précisément les corrélations entre paramètres, mais le pas peut déjà être adapté une première fois à partir de l'évolution des chaînes. Le pas pour le paramètre $\theta^{(\alpha)}$ devient alors $p_1^{(\alpha)}$, calculé comme la déviation standard de 20% des derniers échantillons de toutes les chaînes sur le paramètre normalisé par le nombre de paramètres que l'on veut ajuster. Cette pondération arbitraire permet de minimiser le risque que les chaînes ne stagnent trop du fait d'un pas trop grand. En effet, la dispersion entre chaque chaîne croît avec le nombre de paramètres ajustés et peut très bien dépasser la taille typique de la distribution cible. Si les chaînes n'ont pas convergé alors le pas estimé à ce stade est dominé par la différence de position des chaînes dans l'espace des paramètres de sorte qu'au bout de quelques valeurs test des paramètres, elles atteignent la distribution cible. Si les chaînes ont déjà convergé, alors la déviation standard est typiquement de l'ordre de l'écart-type de la distribution cible selon la direction du paramètre.

3. Après un nombre donné d'itérations plus grand, ~ 1000 , les chaînes sont suffisamment longues pour que la matrice de corrélation entre les paramètres $\vec{\theta}$ puisse être calculée. En notant $P_{\text{vec.p.}}$ la matrice des vecteurs propres et $C_{\text{val.p.}}$ la matrice dont la diagonale est donnée par la racine carrée des valeurs propres de la matrice de covariance et nulle ailleurs, on a

$$\vec{\theta}_{\text{test}} = \vec{\theta}_i + P_{\text{vec.p.}}^T C_{\text{val.p.}} \vec{g}(0,1) \quad (10.13)$$

Cela suppose que les corrélations sont linéaires, ce qui apparaît comme une bonne approximation. Encore une fois la matrice de corrélation est donnée par les 20% de la fin des chaînes. Cette fois $\vec{g}(0,1)$ est simplement un vecteur de nombres tirés aléatoirement selon une distribution gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type 1.

La figure 10.2 représente cinq chaînes échantillonnant la fonction densité de probabilité cible. Sur le panneau de gauche, où les chaînes sont données dans le plan P_0-r_p , on se place volontairement dans le régime où le pas n'est pas adapté pour illustrer la convergence des chaînes vers la région cible. Dans la figure de droite, le pas est adapté tous les 200 échantillons et la prise en compte de la covariance commence à 1000 échantillons. Les chaînes convergent très lentement au début puisque le pas initial est petit, puis rapidement vers la région ciblée après l'échantillon numéro 200. Entre les échantillons 200 et 400, les chaînes ont tendance à stagner du fait que leur pas est surestimé par rapport à la taille typique de la distribution cible. Celle-ci est, en effet, calculée alors que les chaînes n'ont pas encore convergé. Après l'échantillon 400, le pas est de nouveau réadapté et l'échantillonnage est meilleur. Il continue ensuite à s'améliorer légèrement à chaque réadaptation. A partir de l'échantillon 1000, la covariance entre les paramètres est prise en compte et l'échantillonnage devient beaucoup plus efficace.

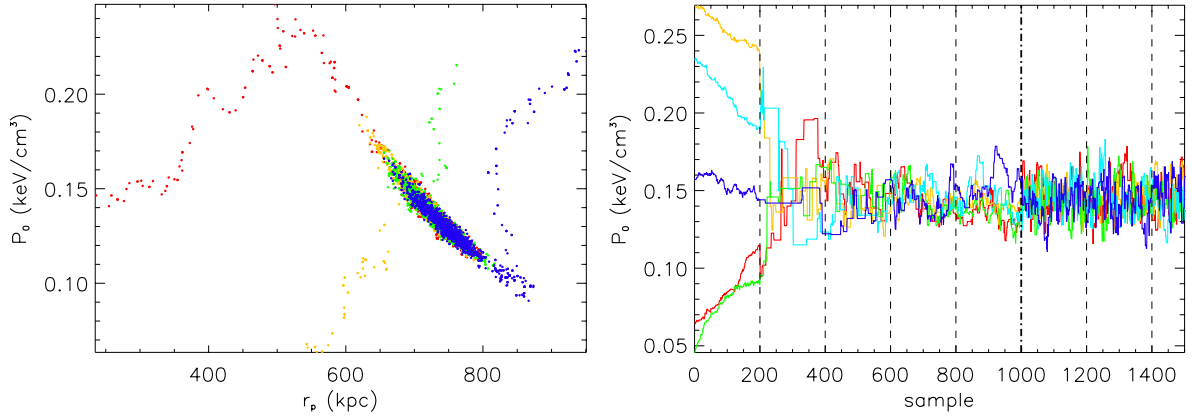


Figure 10.2 – **Gauche** : évolution de quatre chaînes dans le plan P_0-r_p de l'espace des paramètres pour un amas simulé semblable à Abell 2034. A noter que pour illustration de la convergence (lente) et de l'échantillonnage, les chaînes sont ici forcées à ne pas s'auto-adapter. **Droite** : illustration de la convergence adaptative des chaînes. L'adaptation est faite ici tous les 200 échantillons.

Prior

Lors de l'utilisation du MCMC, le choix peut être fait de contraindre *a priori* certains paramètres. Quatre possibilités ont été implémentées :

- Fixer le paramètre à une valeur donnée.
- Laisser le paramètre complètement libre.

- Imposer un *prior* gaussien. Ce cas est traité au moment de l'étape 3 de l'algorithme de Metropolis–Hasting. Le rapport $\mathcal{L}_2/\mathcal{L}_1$ devient alors $\mathcal{L}_2\pi_2/\mathcal{L}_1\pi_1$ avec le *prior*

$$\pi(\vec{\theta}) = \prod_i \exp\left(-\frac{(\theta_i - \theta_i^p)^2}{2(\delta\theta_i^p)^2}\right), \quad (10.14)$$

où θ_i^p et $\delta\theta_i^p$ sont la valeur et l'incertitude *a priori* sur les paramètres θ_i pour lesquelles on impose un *prior*.

- Imposer un *prior* plat avec une ou deux conditions aux limites. Ce cas est, quant à lui, traité au moment de la définition d'un nouveau jeu de paramètres $\vec{\theta}$, choisit à partir d'un pas à l'étape 2 de l'algorithme de Metropolis–Hasting. On impose alors simplement que les paramètres correspondants testés soient dans leurs régions autorisées. Pour cela, le tirage aléatoire des nombres $g(0,1)$ est répété jusqu'à ce que les conditions soient satisfaites. Il est à noter que c'est également le cas par défaut pour les paramètres dont le sens physique impose qu'ils soient positifs : $P_0, r_p, r_c, r_s, n_{e,0}$ et le flux des sources ponctuelles.

Résumé de la paramétrisation choisie

La table 10.1 donne un résumé des paramètres physiques et d'initialisation utilisés dans le MCMC.

Table 10.1 – Paramètres du MCMC.

Paramètres d'initialisation	commentaire
$\vec{\mu}_0$	position moyenne des chaînes
$\vec{\sigma}_0$	dispersion des chaînes
\vec{p}_0	déviations standard du pas initial de chaque paramètre
Paramètres physiques	commentaire
$P_0, r_p, (a, b, c)$	profil de pression
$n_{e,0}, r_c, r_s, \beta, \gamma, \epsilon$	profil de densité
Paramètres de nuisance	commentaire
Z_l	niveau zéro de la carte
$\Delta x, \Delta y$	centre de l'amas
$C_{Jy/beam/y}$	étalonnage
$F_{p.s.}$	flux et position d'une source ponctuelle

10.3.3 Convergence et mélange

Afin d'assurer la convergence et le mélange des chaînes, notre MCMC utilise le critère de Gelman-Rubin [Gelman et Rubin, 1992]. Il est donné par le rapport de deux estimateurs de la variance de la distribution cible,

$$\hat{R}_{GR}^{(\alpha)} = \frac{\frac{N_s-1}{N_s} V_s^{(\alpha)} + \left(1 + \frac{1}{N_c}\right) V_c^{(\alpha)}}{V_s^{(\alpha)}}. \quad (10.15)$$

Le numérateur est un estimateur non-biaisé si la distribution est stationnaire, mais autrement une surestimation de la vraie valeur. Le dénominateur est une sous-estimation de la variance si chacune des chaînes n'a pas encore convergé. La quantité N_s est le nombre d'échantillons

dans chaque chaîne et N_c le nombre de chaînes, $V_c^{(\alpha)}$ la variance de la moyenne des chaînes et $V_s^{(\alpha)}$ la variance des échantillons de toutes les chaînes mises ensembles. Le critère $\hat{R}_{GR}^{(\alpha)}$ est estimé typiquement tous les 500 échantillons en considérant la deuxième moitié des chaînes uniquement. Lorsque sa valeur est inférieure à 1.03, on considère alors que les chaînes ont convergé et le MCMC s'arrête.

10.3.4 *Burn-in* et fonction de corrélation

Les chaînes ne démarrent pas depuis la distribution cible. Pour estimer cette dernière à partir des chaînes, il faut alors prendre soin de rejeter la partie des chaînes dans laquelle la convergence est en cours, appelée le *burn-in*, afin de ne pas être sensible à la position de démarrage de la chaîne. Le *burn-in* est donné par l'indice b de la chaîne pour laquelle celle-ci a atteint la valeur moyenne de la fonction cible. Sur la figure 10.2 de droite, on rejettera par exemple les 200–400 premiers points.

Comme on peut le voir sur la figure 10.2, deux points successifs d'une chaîne ne sont pas indépendants puisque le jeu de paramètres $\overrightarrow{\theta}_{i+1}$ est construit à partir de $\overrightarrow{\theta}_i$. La longueur minimale à partir de laquelle on peut considérer deux points de la chaîne comme non-corrélés est appelée la longueur de corrélation. Pour un paramètre α donné, on estime cette longueur en calculant la fonction de corrélation entre les points séparés de δi par

$$C_{\delta i}^{(\alpha)} = \frac{\sum_{i=0}^{N_s - \delta i - 1} \left(\theta_i^{(\alpha)} - \langle \theta^{(\alpha)} \rangle \right) \left(\theta_{i+\delta i}^{(\alpha)} - \langle \theta^{(\alpha)} \rangle \right)}{\sum_{i=0}^{N_s - 1} \left(\theta_i^{(\alpha)} - \langle \theta^{(\alpha)} \rangle \right)^2}. \quad (10.16)$$

La figure 10.3 représente l'auto-corrélation des chaînes pour un jeu de paramètres ajustés. Pour chaque paramètre, la longueur de corrélation l_c est donnée par la valeur minimale de δi tel que $C_{\delta i}^{(\alpha)} < C_{\text{lim}}$. Ensuite, la longueur de corrélation totale est choisie comme le maximum de la longueur de corrélation obtenue sur chacun des paramètres. Les chaînes doivent alors être sous échantillonnées en éliminant tous les points séparés de moins de l_c . La valeur C_{lim} est choisie de façon arbitraire. Dans l'idéal, elle devrait être la plus petite possible, au coût de perdre un grand nombre d'échantillons dans les chaînes. Le critère $C_{\text{lim}} = 1/2$ est souvent utilisé, correspondant à une longueur de corrélation telle que $\delta i \sim 100$ dans notre cas (figure 10.3).

10.3.5 Fonction densité de probabilité *a posteriori*

Une fois qu'elles ont convergé, et que la longueur de *burn-in* a été retirée, les chaînes donnent la distribution de la fonction densité de probabilité dans l'espace des paramètres de dimension N_p .

Pour des raisons pratiques, il est ensuite nécessaire de marginaliser les distributions selon au moins $N_p - 2$ paramètres, afin de pouvoir visualiser les résultats. L'histogramme des valeurs des chaînes selon le paramètre θ_i donne sa valeur central et son erreur, une fois marginalisé. La distribution dans l'espace $\theta_i - \theta_j$ permet en plus d'observer les dégénérescences entre les paramètres.

10.4 Distributions physiques du milieu intra amas

10.4.1 Distributions thermodynamiques

Les contraintes sur les paramètres du profil de pression et de densité (équations 10.4 et 10.3) donnent directement la distribution radiale de la température électronique par

$$k_B T_e(r) = P_e(r)/n_e(r). \quad (10.17)$$

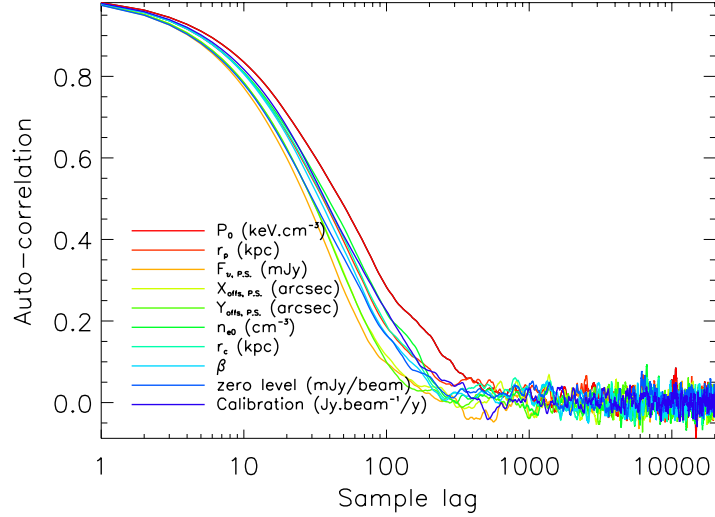


Figure 10.3 – Auto-corrélation des chaînes $C_{\delta i}^{(\alpha)}$ en fonction de δi pour un ajustement avec 10 paramètres (voir légende). La corrélation entre les paramètres P_0 , r_p , et dans une moindre mesure Z_l et $C_{\text{Jy/beam/y}}$ implique que la chaîne sur P_0 soit celle avec la longueur de corrélation maximale, ~ 70 .

Cette relation suppose que l’ICM suit la loi des gaz parfaits, ce qui est une très bonne approximation pour un milieu aussi dilué dont la densité maximale est de $\sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$. La température renseigne premièrement sur la profondeur du potentiel gravitationnel généré par la masse de l’amas. Ensuite, la distribution de température est reliée à l’état dynamique des amas. Une température très élevée localement est en général un signe d’échauffement du gaz causé par la surpression issue d’un choc.

Similairement, on définit la quantité

$$K(r) = \frac{P_e(r)}{n_e(r)^{5/3}} \quad (10.18)$$

qui représente l’entropie du gaz puisqu’elle est proportionnelle à κ , la constante de proportionnalité entre la pression et la densité pour un gaz monoatomique tel que $P = \kappa \rho_{\text{gas}}^{5/3}$. Elle est alors directement reliée à l’entropie par particule thermodynamique standard $s = k_B \ln(\kappa^{3/2}) + s_0$. Comme expliqué en détail dans [Voit, 2005], on remarquera que l’entropie est un moyen puissant d’étudier les processus non-gravitationnels pour deux raisons. Premièrement, elle donne la structure de l’ICM du fait que le gaz à faible entropie tombe dans le potentiel alors qu’il remonte pour les fortes entropies, de sorte que pour un amas en équilibre l’entropie trace directement le potentiel. Pour un amas à l’équilibre en terme de convection, l’ICM vérifie $dK/dr \geq 0$ partout. Ensuite, elle enregistre l’histoire thermodynamique du gaz lors de choc, accréion ou encore de par l’interaction avec les AGN.

10.4.2 Distribution de matière

En supposant que l’amas est en équilibre hydrostatique, sa masse enclose dans le rayon r est reliée à la pression et à la densité du gaz par

$$\frac{dP_e(r)}{dr} = -\frac{\mu_{\text{gas}} m_p n_e(r) G M_{\text{tot}}(r)}{r^2}. \quad (10.19)$$

Elle peut ainsi être calculée analytiquement pour un jeu de paramètres donné, sans problème d'échantillonnage dû à la dérivée. On notera en particulier que, bien que donnée par la physique du gaz, cette masse ne suppose rien sur la nature de ce qui la compose, il s'agit simplement de la masse totale comprise dans le rayon r , incluant les baryons et la matière noire. Le paramètre m_p représente la masse du proton et $\mu_{\text{gas}} = 0.61$ le poids moléculaire moyen par particule du gaz calculé à partir des abondances primordiales [Anders et Grevesse, 1989].

Ensuite, la masse de gaz enclose dans le rayon R est simplement donnée en intégrant le profil de densité électronique par

$$M_{\text{gas}}(R) = 4\pi \int_0^R \mu_e m_p n_e(r) r^2 dr. \quad (10.20)$$

avec cette fois $\mu_e = 1.15$ le poids moléculaire moyen par électron. On peut ainsi calculer la quantité

$$f_{\text{gas}}(r) = \frac{M_{\text{gas}}(r)}{M_{\text{tot}}(r)}, \quad (10.21)$$

qui donne la fraction de gaz enclose dans le rayon r . Les amas donnant un échantillon du contenu de l'Univers, f_{gas} peut être assimilée à Ω_b/Ω_m lorsque r est suffisamment grand pour ne pas être sensible à la physique du cœur de l'amas.

A partir du profil de masse, on obtient le rayon

$$R_{\Delta} = \left(\frac{3M_{\text{tot}}(R_{\Delta})}{4\pi\rho_c(z)\Delta} \right)^{1/3}, \quad (10.22)$$

qui nous permet alors de calculer le paramètre de concentration c_{Δ} en le comparant à r_p obtenu lors du MCMC.

10.4.3 Propagation des chaînes vers les distributions finales

Chaque échantillon de la chaîne correspond à un modèle physique associé aux paramètres $\vec{\theta}$ et à une valeur du χ^2 . Le jeu de paramètres qui ajuste le mieux les données, $\vec{\theta}_{\text{ML}}$, est pris comme celui pour lequel le χ^2 est le plus petit possible, ou la fonction de vraisemblance maximale, $\chi^2(\vec{\theta}_{\text{ML}}) = \min(\chi^2)$.

Pour chaque jeu de paramètres, toutes les quantités physiques radiales d'intérêt, telles que celles détaillées ci-dessus, sont calculées pour toutes les valeurs de r requises. Pour une quantité physique X_{ph} à une valeur de r fixée, l'histogramme des valeurs prises par $X_{\text{ph}}(r, \vec{\theta})$ permet de définir la valeur la plus probable, la moyenne, la médiane et l'erreur en intégrant l'histogramme de la distribution. Dans la suite, on représente les quantités $X_{\text{ph}}(r)$ en chaque valeur de r par la médiane des distributions et l'erreur en intégrant les distributions jusqu'à 68% de niveau de confiance.

10.5 Validation par la simulation d'un amas typique pour *NIKA*

Les données

Pour illustrer l'utilisation du MCMC, et le valider², on donne ici l'exemple de la simulation d'un amas à partir des données *ACCEPT* de MACS J1149.5+2223 (voir par exemple [Smith

2. L'utilisation du code MCMC sur des simulations afin de valider la reconstruction de l'ICM et tester l'impact des sources ponctuelles sur cette dernière a constitué le stage de L3 de Guillaume Blanquer [Blanquer, 2014], encadré au cours de cette thèse.

et al., 2009a] pour des observations par lentille gravitationnelle de cet amas). On utilise les données *ACCEPT* pour son profil de densité, la carte MILCA pour le flux tSZ total (voir figure 10.1), et on simule une carte tSZ à partir d'un profil de pression basé sur les paramètres *Planck* pour a et b et les résultats de [Comis *et al.*, 2011] pour c . On notera que cet amas, à $z = 0.544$, est une source potentielle typique pour *NIKA* où *NIKA2*. L'amas est simulé avec une source ponctuelle de 5 mJy à la position $(\Delta x, \Delta y) = (-30, 20)$ arcsec et on masque la partie Sud-Ouest pour illustration. Les paramètres de son profil de pression sont $(P_0, r_p, a, b, c) = (0.07 \text{ keV/cm}^3, 700 \text{ kpc}, 1.33, 4.13, 0.0)$. Le bruit de la carte tSZ est simulé de façon homogène avec un spectre en $k^{-0.75}$. Son amplitude est normalisée de sorte que la déviation standard du bruit sur une région de $500' \times 500'$ et des pixels de 5 arcsec soit égale à 1 mJy/beam, correspondant à des données typiques obtenues avec *NIKA* en quelques heures d'intégration selon les conditions météorologiques. La carte de variance est donnée par la variance du bruit simulé sur toute la carte. La figure 10.4 donne la carte simulée avec en gris la région masquée.

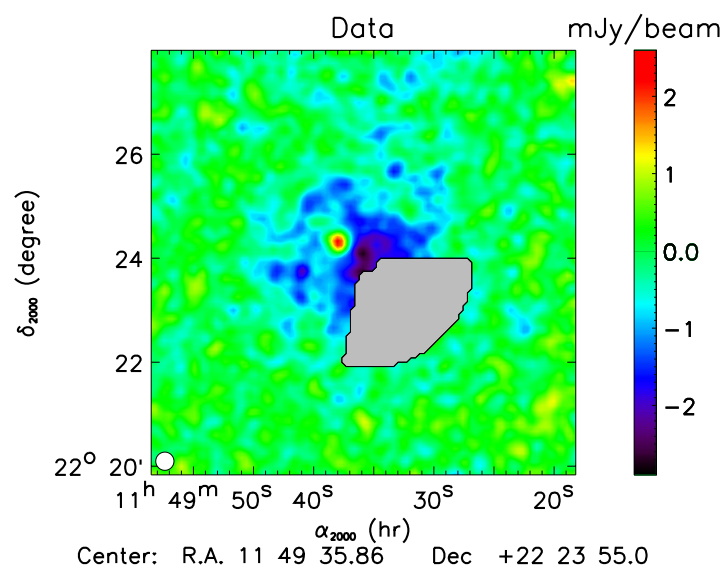


Figure 10.4 – Carte d'entrée simulée pour les données tSZ à 150 GHz. La région grisée correspond au masque utilisé. La source ponctuelle est visible comme un excès positif dans la partie nord-est de l'amas.

Les modèles

On effectue l'ajustement de deux manières.

1. Les paramètres du profil de pression a et b sont fixés aux paramètres injectés lors du MCMC.
2. Les paramètres du profil de pression a et b sont fixés aux paramètres basés sur les amas *Chandra X* et des simulations numériques et couramment utilisés, [Nagai *et al.*, 2007b], $(a, b) = (0.9, 5.0)$

Dans les deux cas, la pente interne, qui contrôle le cœur de l'amas, est laissée à $c = 0$. La position de la source ponctuelle est ajustée avec un *prior* gaussien écarté de 4.2 arcsec de la vraie position avec une erreur supposée de 3 arcsec sur Δx et Δy , ce qui correspond à une situation physique réelle pour *NIKA*. Le profil de densité est ajusté avec $\epsilon = 0$, ce qui revient alors au β -modèle,

suffisant pour décrire les données de cet amas à redshift intermédiaire. L'étalonnage est centré sur la valeur réelle de -11.8 Jy/beam/y avec 10% d'erreur. La position de l'amas est gardée fixe à sa valeur réelle, mais le niveau zéro est laissé libre. Le premier cas permet de valider le bon fonctionnement et la convergence du MCMC vers les valeurs attendues. Le deuxième quant à lui offre un test de la stabilité des résultats relatifs à un modèle sous-jacent. En effet, en pratique, les pentes du profil de pression sont souvent fixées à des valeurs issues de moyennes d'ensemble du fait de la qualité insuffisante des données d'un seul échantillon.

Résultats

La figure 10.5 donne les cartes issues du maximum de vraisemblance et de résidu avec les données simulées dans le cas des deux modèles. Bien que ne correspondant pas au vrai profil, le deuxième modèle ajuste les données aussi bien que le premier, au bruit près. Cela est dû à la dégénérescence entre a, b, P_0 et r_p qui permet de compenser le mauvais choix des pentes du profil.

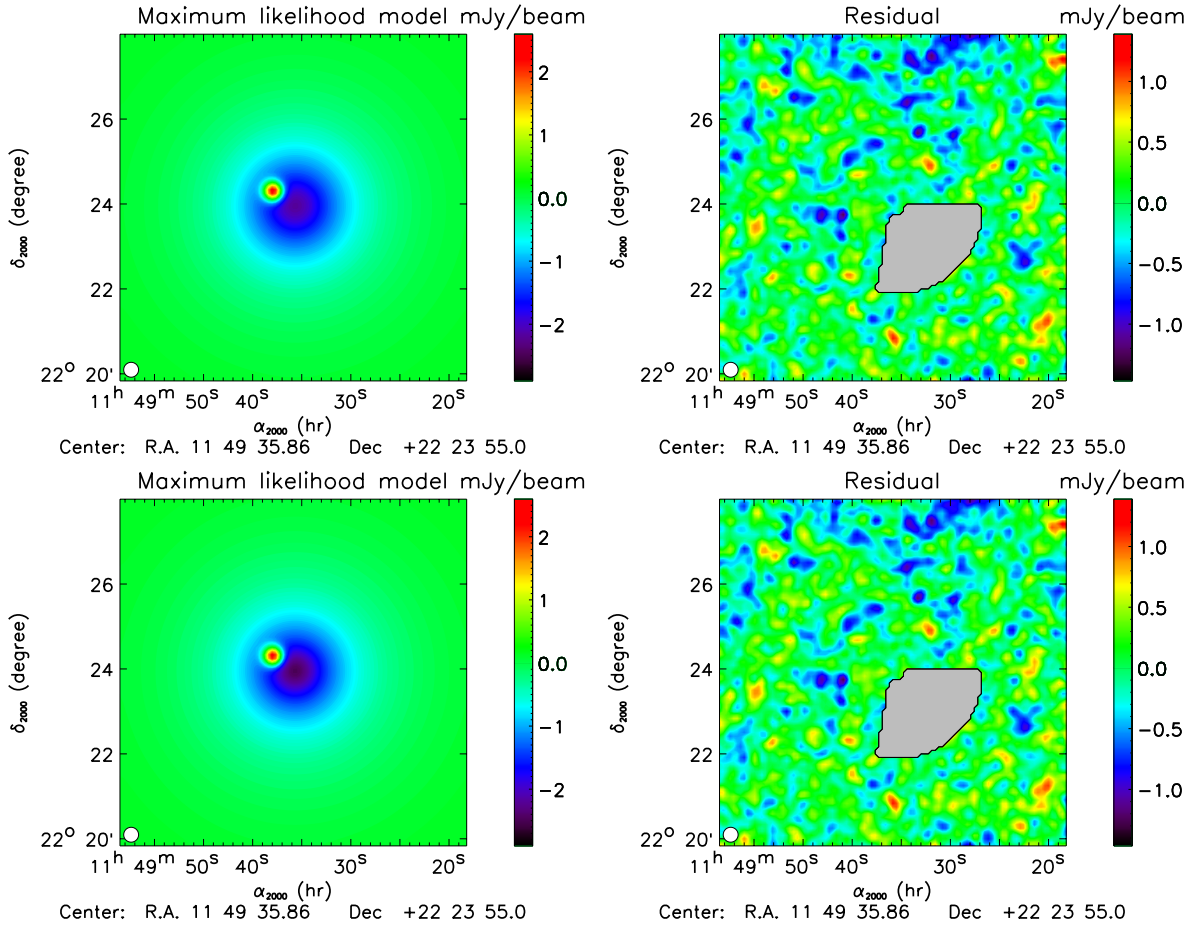


Figure 10.5 – Modèles issus du MCMC pour les cartes NIKA simulées dans les deux cas décrits dans le texte. La ligne du haut correspond au cas 1 (a et b sont fixés aux paramètres injectés) et la ligne du bas au cas 2, $(a, b) = (0.9, 5.0)$. **Gauche** : carte issue du maximum de la fonction de vraisemblance. **Droite** : résidu entre les deux.

Sur la figure 10.6, on donne la fonction densité de probabilité marginalisée dans le plan des paires de paramètres $\theta_i - \theta_j$ pour le premier modèle. On vérifie alors que toutes les distributions

sont compatibles avec le modèle injecté. Les corrélations du bruit qui sont ignorées dans l'analyse n'impliquent pas de biais notable sur les résultats, pour un rapport signal sur bruit de l'ordre de ce que l'on obtient typiquement avec *NIKA* en quelques heures d'observations. Les paramètres P_0 et r_p sont particulièrement corrélés ainsi que Z_l de façon plus marginale. L'étalonnage $C_{\text{Jy/beam}/y}$ est complètement dégénérée avec P_0 et donc également corrélée avec ces paramètres. Le flux de la source ponctuelle est légèrement corrélé avec P_0 , mais cela dépend fortement de sa position. Cette tendance s'accroît à mesure que la source se rapproche du centre de l'amas. Concernant le profil de densité, $n_{e,0}$ est fortement dégénéré avec r_c et β . Les corrélations entre les paramètres associés au profil de pression et à la carte tSZ sont quasiment nulles puisqu'elles ont lieu uniquement à travers le calcul de la température lors de la prise en compte des corrections relativistes. Dans le cas du deuxième modèle, les distributions pour P_0 et r_p ne sont pas compatibles avec le modèle injecté. Ces deux paramètres, dégénérés avec a et b compensent l'erreur sur ces derniers.

On donne également sur la figure 10.7 les distributions à une dimension des paramètres pour complétude, puisqu'elles sont utilisées pour donner l'erreur obtenue sur les paramètres finalement obtenus. Leur ajustement gaussien est représenté en rouge sur les histogrammes.

Les chaînes sont également utilisées pour calculer les distributions radiales de pression, densité, température, entropie, masse de gaz, masse totale hydrostatique, fraction de gaz, le rapport de la densité contenue dans r sur la densité critiques, ainsi que leur erreur à 68% de niveau de confiance. Elles sont données dans la figure 10.8 pour les deux modèles testés ici. On remarque que dans la région où *NIKA* est directement sensible ($0.25\text{--}3 \text{ arcmin} \equiv 200\text{--}1200 \text{ kpc}$, pour un amas à ce redshift), les deux modèles sont compatibles dans leurs erreurs respectives. Lorsque le modèle extrapole les données, à des rayons inférieurs à 100 kpc, les deux modèles deviennent incompatibles à plus de 1σ . Mis à part dans la région centrale, le profil de pression est bien mesuré dans les deux cas jusqu'à l'extérieur de l'amas, avec $\sim 10\%$ d'erreur du fait du bruit injecté dans les simulations. Dans le cas de MACS J1149.5+2223, le β -modèle ajuste très bien le profil de densité avec seulement un point à plus de 1σ du meilleur modèle, comme le montre le résidu (χ étant le rapport de la différence entre les données et le modèle sur l'erreur) du panneau en haut à droite de la figure 10.8. De façon générale pour cet amas, la température est maximale au centre, $\sim 15 \text{ keV}$ et décroît doucement vers l'extérieur. L'entropie tend vers un plateau au centre et remonte en loi de puissance vers l'extérieur. Bien que le profil de pression soit simulé, il est basé sur des données réelles et ce type de distribution thermodynamique reflète une activité récente notable avec un cœur perturbé.

La distribution de matière est également reconstruite de manière similaire. Les paramètres issus du premier modèle sont alors :

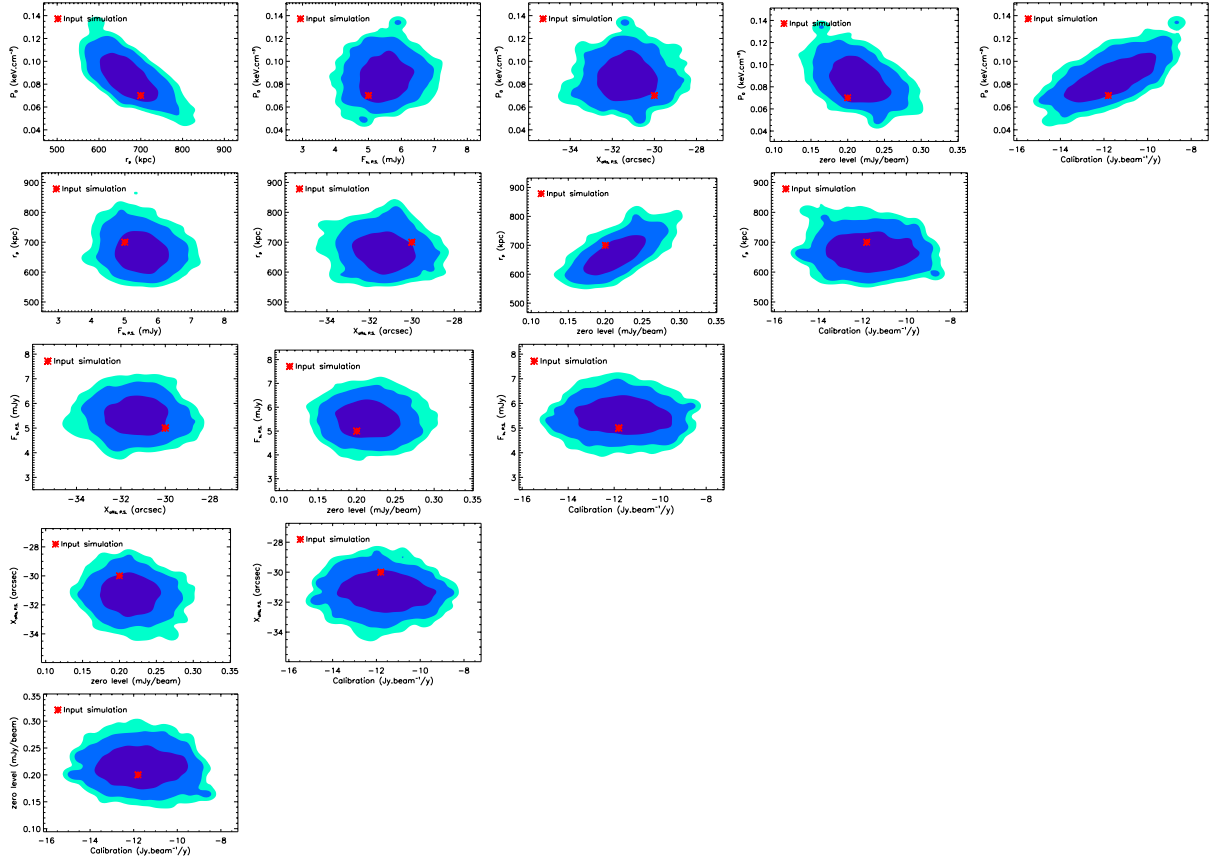
$$\begin{aligned} R_{500}^{\text{mod1}} &= 1166 \pm_{102}^{77} \text{ kpc} \\ M_{500}^{\text{mod1}} &= 7.72 \pm_{2.23}^{1.44} \times 10^{14} M_{\odot} \end{aligned} \tag{10.23}$$

que l'on peut comparer à ceux obtenus via le deuxième modèle :

$$\begin{aligned} R_{500}^{\text{mod2}} &= 1156 \pm_{118}^{86} \text{ kpc} \\ M_{500}^{\text{mod2}} &= 7.55 \pm_{2.57}^{1.57} \times 10^{14} M_{\odot} \end{aligned} \tag{10.24}$$

Les données étant bien contraintes par *NIKA* + *Planck* jusqu'à l'extérieur de l'amas, on obtient des résultats très compatibles dans le cas des deux modèles. De même que pour les distributions thermodynamiques, la distribution de matière n'est pas compatible pour les deux modèles dans la partie centrale de l'amas.

a – Paramètres reliés à la carte tSZ.



b – Paramètres reliés au profil de densité électronique.

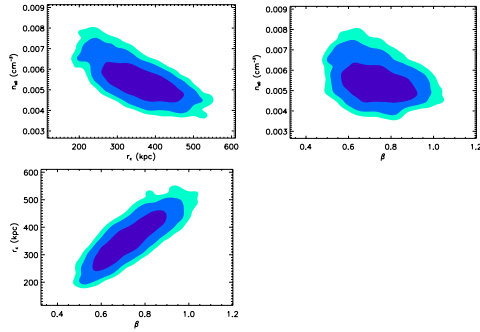
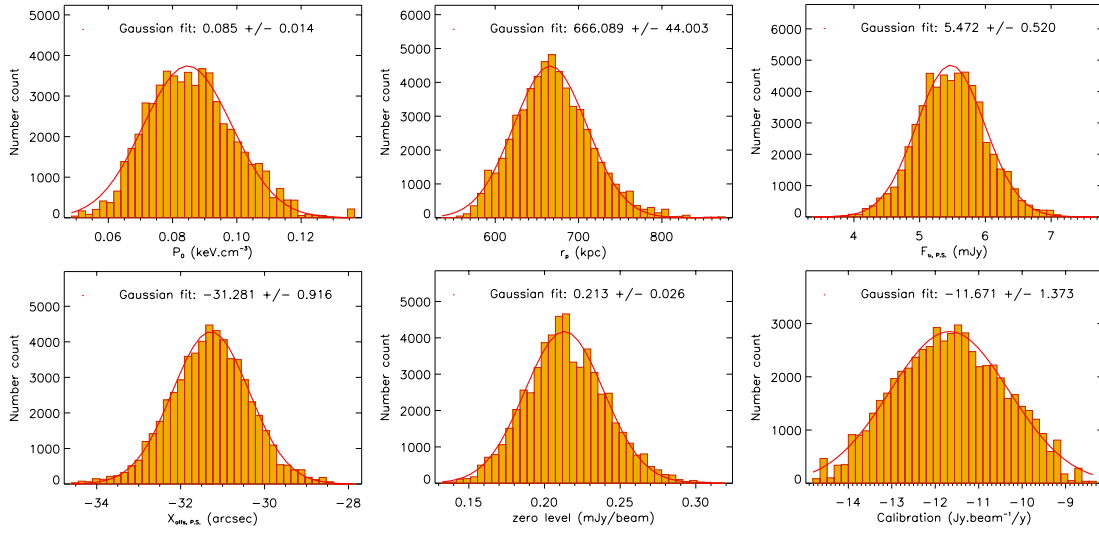


Figure 10.6 – Fonction densité de probabilité a posteriori dans les plan θ_i - θ_j des paramètres associés à la carte tSZ (premier bloc, a) et au profil de densité (deuxième bloc, b) pour le premier modèle. La croix rouge donne le modèle injecté dans le cas des données simulées NIKA, mais pas pour le profil de densité puisque les données sont réelles. Les contours de couleur donne les intervalles de confiance à 1, 2, et 3σ . Pour des raisons de lisibilité, les distributions dans les plans des paramètres du profil de densité et de la carte tSZ ne sont pas représentées. De même, le paramètre donnant la position de la source ponctuelle selon la déclinaison, équivalent à celui selon l'ascension droite, n'est pas représenté. On remarquera que la distribution de la position de la source ponctuelle est tirée vers la gauche du fait du prior centré en -33 arcsec avec une déviation standard de 3 arcsec.

a – Paramètres reliés à la carte tSZ.



b – Paramètres reliés au profil de densité électronique.

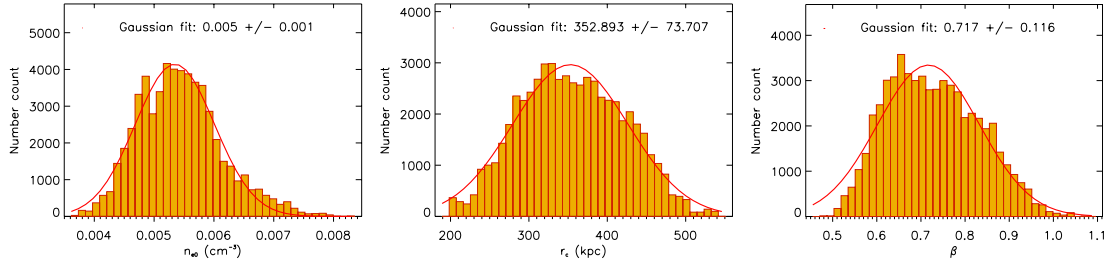


Figure 10.7 – Histogrammes des chaînes des paramètres et leur ajustement gaussien. Les deux premières lignes correspondent aux paramètres associés à la carte tSZ (a) et la troisième ligne à ceux du profil de densité électronique (b).

10.6 Conclusions

Afin d’extraire les distributions des propriétés thermodynamiques et de matière des amas observés, un outil basé sur l’échantillonnage MCMC des paramètres décrivant l’ICM, grâce à la modélisation de la pression et de la densité, a été développé. Il utilise les cartes de flux tSZ des amas *NIKA*, ainsi que des données externes telles que le profil de densité, disponible par exemple via le catalogue *ACCEPT*, et la contrainte sur le flux intégré donnée par *Planck*. L’incorporation de contaminants de type sources ponctuelles comme paramètre de nuisance permet également de contraindre leur flux tout en prenant en compte le signal tSZ. Néanmoins, l’amélioration de cet outil, avec notamment le développement d’un échantillonnage des fonctions densité de probabilité plus perfectionné devra être fait dans le futur. Ce chapitre s’est concentré sur la description de la méthodologie et sa validation, illustrée à travers l’utilisation de simulations. Dans les chapitres suivants, nous verrons comment cet outil s’applique sur les données *NIKA* et les résultats qu’il a permis d’obtenir.

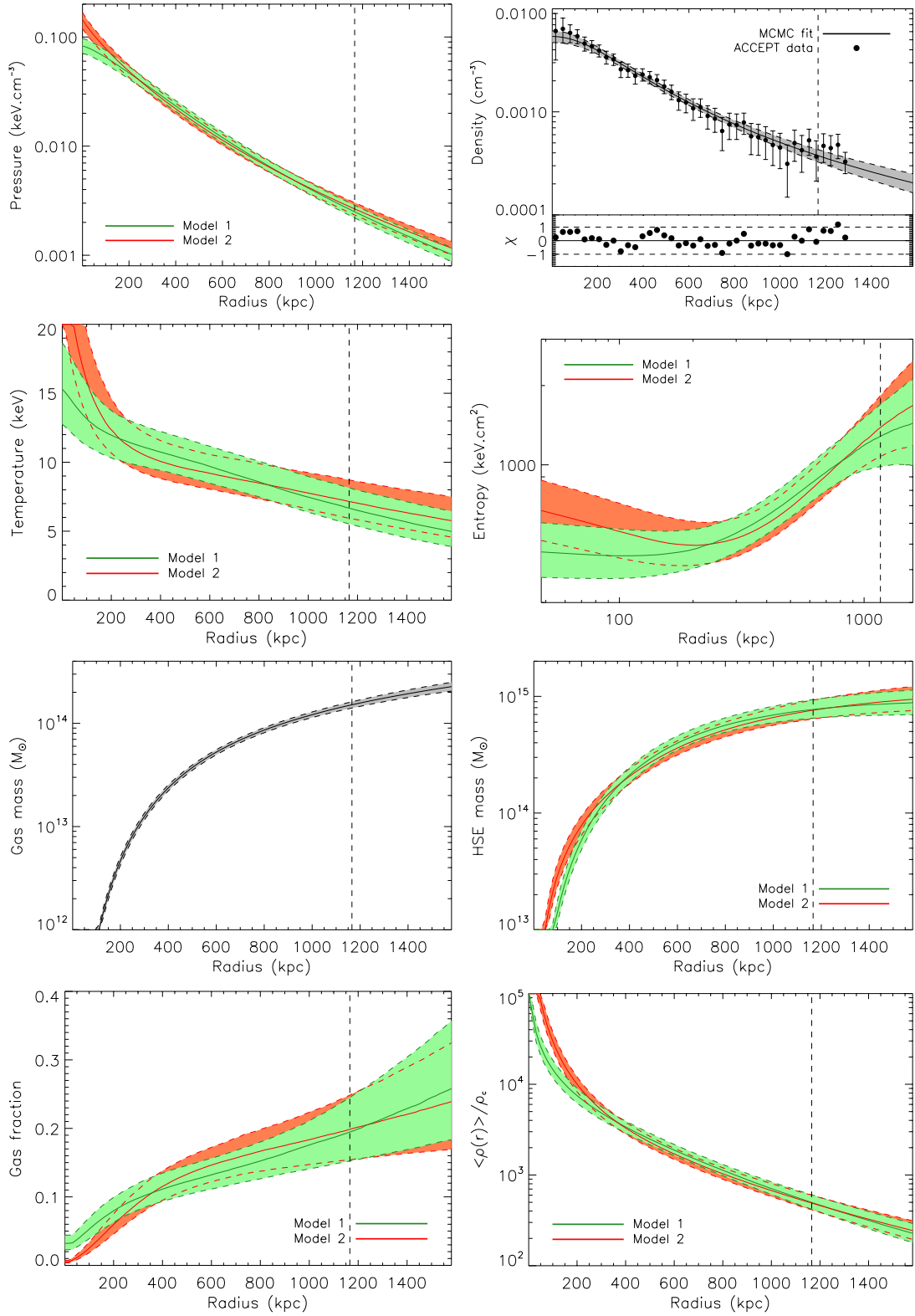


Figure 10.8 – Distributions radiales de la pression, la densité, la température, l'entropie, la masse de gaz, la masse totale, la fraction de gaz et le rapport de la densité enclose dans r sur la densité critique, soit la sur-densité Δ (dans le sens de lecture). Le niveau de confiance est donné à 68%. Les profils verts correspondent au modèle 1 et les rouges au modèle 2. Les profils de densité et de masse de gaz ne dépendent pas directement du modèle (1 ou 2) et sont donnés en gris. Le rayon R_{500}^{mod1} est représenté en pointillé.

11

Première mesure de l'effet Sunyaev-Zel'dovich avec des KIDs

Sommaire

11.1 RX J1347.5+3745 : un amas idéal pour une première observation	172
11.2 Les observations avec <i>NIKA</i>	173
11.2.1 Campagne technique de novembre 2012	173
11.2.2 Stratégie d'observation	174
11.2.3 Etalonnage : pointage, bandes passantes et réponse angulaire	175
11.3 Analyse des données	176
11.3.1 Vers une première carte de l'effet Sunyaev-Zel'dovich avec <i>NIKA</i>	176
11.3.2 Traitement des contaminants	176
11.3.3 Estimation du bruit	179
11.3.4 Validation et caractérisation de la réduction des données par simulations	179
11.4 Exploitation des données	181
11.4.1 Distribution radiale du signal	181
11.4.2 Contraintes sur le profil de pression	182
11.4.3 Comparaison aux données externes	184
11.5 Conclusions	186

La mesure de l'effet SZ dans les amas de galaxies fait partie des priorités scientifiques de *NIKA2*. Le signal SZ est faible et diffus ce qui en fait l'une des sources les plus difficiles à mesurer. Il est donc indispensable de montrer la faisabilité de telles observations avec un nouvel instrument, d'autant plus que *NIKA* est la première caméra utilisant des KIDs à faire des observations d'intérêt scientifique. Dans ce chapitre, on détaille les observations et l'analyse qui a été faite dans ce but, avec l'amas RX J1347.5-1145. Celles-ci ont été publiées dans [Adam *et al.*, 2014b]. On insistera ici sur les résultats, la méthodologie développée ayant été présentée dans les Chapitres 7, 8, 9 et 10.

11.1 RX J1347.5+3745 : un amas idéal pour une première observation

L'amas RX J1347.5-1145 est parmi ceux qui ont été intensément observés dans plusieurs bandes de fréquences, et le plus étudié via l'effet SZ à des résolutions angulaires inférieures à la minute d'arc. Il s'agit d'un amas à redshift intermédiaire, $z = 0.4516$, en cours de collision avec un sous-amas. La figure 11.1 présente les observations de *Hubble* en optique [Köhlinger et Schmidt, 2014], de *Chandra* en X (ObsId 3592), et de *CARMA* en SZ [Plagge et al., 2013].

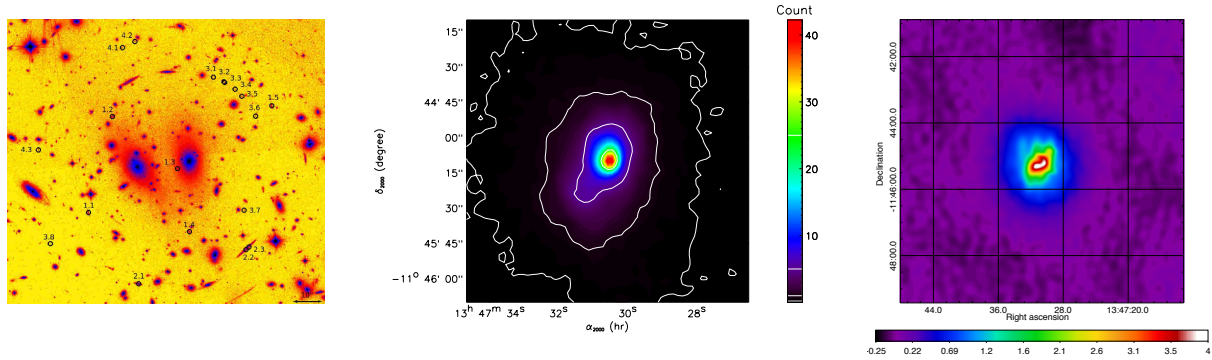


Figure 11.1 – **Gauche** : image optique (*Hubble Space Telescope*) du cœur de RX J1347.5-1145 [Köhlinger et Schmidt, 2014]. Les deux galaxies les plus brillantes (elliptiques) sont associées au centre de l'amas principal (celle de droite) et à celui du sous-amas (celle de gauche). Les annotations indiquent les images multiples dues à l'effet de lentille gravitationnelle. La taille du champ de vue est le même que pour la carte X. **Centre** : carte de nombre de coups X lissée avec une gaussienne de FWHM 4 arcsec. Cette carte a été produite en utilisant les données *Chandra* disponibles publiquement (*Chandra* ObsId 3592). L'extension SE est clairement visible à ~ 20 arcsec du centre. **Droite** : carte tSZ obtenue avec *CARMA* par interférométrie et extraite de [Plagge et al., 2013]. Le champ de vue de cette carte est plus grand que deux autres d'un facteur ~ 4 .

Il s'agit de l'un des amas les plus lumineux en rayon X connu à ce jour [Allen et al., 2002]. Il a été découvert dans les observations de tout le ciel par *ROSAT* en X [Voges et al., 1999] et a été l'objet de nombreuses études depuis en X [Schindler et al., 1995; Schindler et al., 1997; Allen et al., 2002; Gitti et Schindler, 2004; Gitti et Schindler, 2005; Gitti et al., 2007b; Ota et al., 2008], optique [Cohen et Kneib, 2002; Verdugo et al., 2012; Köhlinger et Schmidt, 2014], infrarouge [Zemcov et al., 2007], tSZ [Pointecouteau et al., 1999; Komatsu et al., 1999; Pointecouteau et al., 2001; Komatsu et al., 2001; Kitayama et al., 2004; Mason et al., 2010; Korngut et al., 2011; Zemcov et al., 2012; Plagge et al., 2013], radio [Gitti et al., 2007a], et analyses multi-longueur d'ondes [Bradač et al., 2008; Miranda et al., 2008; Johnson et al., 2012; Köhlinger et Schmidt, 2014]. D'après les observations de *ROSAT*, de part sa morphologie sphérique et son profil X piqué, RX J1347.5-1145 semblait dynamiquement vieux et relaxé avec un cœur froid et un courant de refroidissement extrêmement intense [Schindler et al., 1995; Schindler et al., 1997]. Cependant, les premières observations tSZ à haute résolution angulaire ont prouvé que cet amas était en fait le sujet d'une collision avec un autre amas plus petit, grâce à la mesure d'une extension vers le sud-est (SE) par rapport au centre X [Pointecouteau et al., 1999; Komatsu et al., 2001; Kitayama et al., 2004]. Ainsi, RX J1347.5-1145 illustre à merveille la complémentarité des observations SZ et X (et autres longueurs d'onde). Les observations plus récentes en X de *Chandra* [Allen et al., 2002] et optiques [Miranda et al., 2008] sont cohérentes

avec cette interprétation et montrent une détection claire de l’extension SE.

Les observations tSZ à haute résolution angulaire de RX J1347.5-1145, telles que celles à 90 GHz et 8 arcsec (lissée à 10 arcsec) de résolution par *MUSTANG* [Mason *et al.*, 2010], ont confirmé la présence d’un fort signal à la position de l’extension SE. Elle est interprétée comme la surpression du gaz chauffé par le choc du sous-amas qui traverse le système principal, initialement relaxé, depuis le sud vers le Nord-Est, perpendiculairement à la ligne de visée. L’extension SZ coïncide avec la présence d’un mini-halo radio [Gitti *et al.*, 2007a], qui indique la présence d’une population d’électrons non-thermiques, et donc une contribution non-thermique à la pression totale. Les observations optiques ont confirmé ce scénario avec la détection d’une galaxie elliptique massive, positionnée 20 arcsec vers l’est du centre X, alors que la galaxie elliptique centrale est bel et bien alignée avec le pic observé en X [Cohen et Kneib, 2002].

Le profil de température de RX J1347.5-1147 varie de ~ 6 keV en son cœur à ~ 20 keV à 80 arcsec de son centre, et décroît jusqu’à atteindre ~ 9 keV dans la partie externe (120 – 300 arcsec du centre). Le maximum de température est atteint dans l’extension SE, avec $k_B T_e \sim 25$ keV [Ota *et al.*, 2008]. Le maximum du paramètre de Compton correspondant est mesuré $y_{\max} \simeq 10^{-3}$ [Pointecouteau *et al.*, 1999].

L’amas RX J1347.5-1147 apparaît alors comme une source idéale pour la validation d’observations tSZ pour plusieurs raisons :

1. il est suffisamment brillant, parmi les sources tSZ les plus brillantes du ciel, pour maximiser les chances de détection en un temps raisonnable ;
2. il est compact, typiquement de l’ordre du champ de vue de *NIKA*, permettant de récupérer l’essentiel du signal ;
3. il est très bien connu, y compris en tSZ à haute résolution, permettant une validation des résultats obtenus ;
4. il présente des sous-structures, permettant de valider non seulement la détection, mais la cartographie SZ avec *NIKA* ;
5. il est observable dans des conditions acceptables depuis le télescope de 30-mètres de l’IRAM, en termes d’élévation.

11.2 Les observations avec *NIKA*

Le traitement en temps réel des observations et leur étalonnage sont décrits de façon générale respectivement dans les chapitres 7 et 8. Cette Section résume ces étapes et donne leur spécificité dans le cas des observations de RX J1347.5-1145.

11.2.1 Campagne technique de novembre 2012

Durant la campagne technique de novembre 2012, les transmissions totales (mis à part l’atmosphère) étaient maximales à 140 et 240 GHz, avec 90% dans la gamme 127–171 et 196–273, respectivement. Les FWHM des lobes effectifs correspondant étaient 18.5 et 12.5 arcsec avec un champ de vue de largeur 1.8 et 1.0 arcmin. La distance entre les détecteurs était 2.3 et 1.6 mm, soit 0.77 $F\lambda$ et 0.8 $F\lambda$ à 140 et 240 GHz respectivement. Cette campagne a été marquée par le dysfonctionnement de l’amplificateur à froid de la bande à 240 GHz, conduisant à un nombre de détecteurs réduit à 91 avec des sensibilités dégradées de 55 mJy $s^{1/2}$ par lobe. Heureusement, la bande prioritaire pour les observations tSZ étant à 140 GHz, la baisse de sensibilité à 240 GHz n’a pas été rédhibitoire pour les observations de RX J1347.5-1145. A 140 GHz, 127 détecteurs avec une sensibilité de 29 mJy $s^{1/2}$ par lobe ont pu être utilisés.

Les observations de RX J1347.5-1145 ont été réalisées sur trois jours consécutifs en milieu de campagne. L'amas ayant une déclinaison relativement basse, il n'a pu être observé que quelques heures consécutives chaque jour, le matin. Les conditions atmosphériques ont été moyennes les deux premiers jours et bonnes le troisième, à la fois en terme d'opacité et de stabilité de l'émission atmosphérique. Ces dernières sont résumées dans la table 11.1.

Table 11.1 – *Opacité moyenne au zénith évaluée avec NIKA, période des observations, et temps d'intégration sur la source. Le temps total d'intégration utilisé est 5 h 47 min.*

	21 Nov.	22 Nov. 22	23 Nov.
$\tau_{140 \text{ GHz}}$	0.14	0.18	0.053
$\tau_{240 \text{ GHz}}$	0.17	0.22	0.046
Intervalle des observations	8h27 – 11h43	8h16 – 12h01	8h11 – 10h59
Temps d'observation total	2 h 29 min	3 h 00 min	2 h 29 min
Temps d'intégration utilisé	50 min	2 h 35 min	2 h 23 min

11.2.2 Stratégie d'observation

Le signal astrophysique est modulé par la stratégie de scan, associée au déplacement du centre de la matrice de détecteurs, tel que représenté sur la figure 11.2. Il s'agit d'une suite de subscans effectués à azimuth ou élévation constante alternativement. Concernant les scans en élévation, seulement la partie gauche du champ a été couverte à cause d'un problème de configuration dans le logiciel de contrôle. Chaque scan dure 6 min 20 s avec 19 subscans séparés par des pas de 10 arcsec. Les scans en azimuth sont centrés en (R.A., Dec) = (13h 47m 32s, -11° 45' 42"), et chaque détecteur échantillonne une région de 360×180 arcsec (azimuth \times elevation), à laquelle il faut rajouter une demi-matrice sur chaque bord pour obtenir la couverture totale. Les scans en élévation quant à eux permettent aux détecteurs d'échantillonner une région de 180×180 arcsec centrée 90 arcsec à gauche du point (13h 47m 32s, -11° 45' 42"), dans le référentiel lié à la Terre. Avec la rotation de l'angle parallactique, la couverture issue des scans en élévation tourne alors autour du centre de pointage. La vitesse de scan est d'environ 10 arcsec s⁻¹. Les temps d'intégration détaillés sont donnés dans la table 11.1 ainsi que l'opacité à ce moment-là.

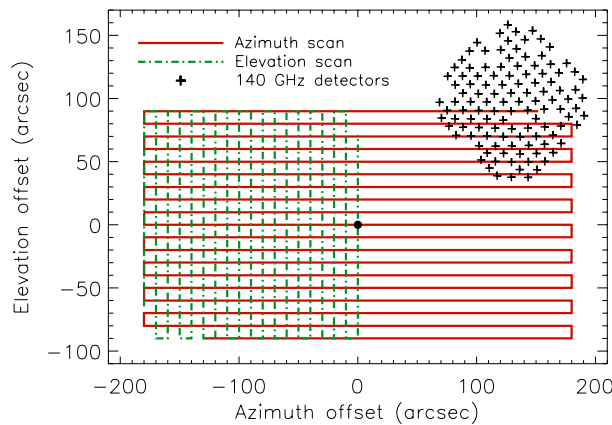


Figure 11.2 – *Scans en élévation (vert pointillé) et azimuth (rouge plein). Le centre est représenté par le point noir aux coordonnées (R.A., Dec) = (13h 47m 32s, -11° 45' 42"). L'empreinte de la matrice à 140 GHz sur le ciel est donnée par les croix noires, correspondant à la position de chaque KID dans le plan focal.*

11.2.3 Etalonnage : pointage, bandes passantes et réponse angulaire

Lors de la campagne de novembre 2012, Uranus a été utilisée comme calibrateur primaire, à la fois pour mesurer la réponse angulaire effective totale, la position des détecteurs dans le plan focal et leur réponse optique qui permet de les étalonner individuellement. Des quasars proches ont permis de mesurer les erreurs de pointage, dont la déviation standard est estimée à ~ 3 arcsec [Catalano *et al.*, 2014b], en utilisant la dispersion sur la position des quasars pour chaque observation. Cette erreur est petite par rapport au lobe et est donc négligeable dans le cas d’une source étendue tel que RX J1347.5-1145.

Le flux de la planète a été obtenu à partir du modèle de [Moreno, 2010], qui donne la dépendance en fréquence de la température de brillance d’Uranus. Ce modèle a alors été intégré sur les bandes passantes en tenant compte du diamètre angulaire de la planète au moment des observations, soit 3.54 arcsec, pour prédire le flux d’Uranus à 5% près. La taille angulaire de la planète est négligeable par rapport au lobe puisque la convolution d’un disque de taille correspondant par le lobe élargi ce dernier par seulement 0.17 et 0.12 arcsec à 240 et 140 GHz, respectivement.

Du fait de la stratégie de scan employée, les échelles angulaires plus grandes que 180 arcsec ne peuvent pas être mesurées, c’est-à-dire la taille du scan. Le profil angulaire intégré d’Uranus, mesuré avec un signal sur bruit supérieur à 3 jusqu’à 100 arcsec, permet l’estimation de l’excès d’angle solide couvert par le lobe par rapport au modèle gaussien. On obtient alors un facteur de 1.32 pour cette campagne (voir chapitre 8). Pour extrapoler cet excès jusqu’à 180 arcsec, le profil du lobe mesuré sur la Lune par l’instrument hétérodyne EMIR [Kramer *et al.*, 2013] est utilisé et le facteur total 1.45 est obtenu. La dispersion du profil intégré pour les diverses observations d’Uranus donne une erreur de 10%, en incluant l’erreur sur l’extrapolation du profil à plus grande échelle. Les conversions d’unités entre Jy/beam et paramètre de Compton y sont alors estimées à -11.8 ± 1.2 et $+2.2 \pm 0.6$ à 140 et 240 GHz, respectivement. Le rapport de l’émission atmosphérique entre les deux bandes est quant à lui $A(240 \text{ GHz}, t)/A(140 \text{ GHz}, t) \simeq 5$.

La perte de flux due à l’opacité atmosphérique au moment des observations est corrigée telle que détaillé dans le Chapitre 8 et dans [Catalano *et al.*, 2014b]. Après correction, la dispersion des flux mesurés d’Uranus pour plusieurs observations, via l’amplitude de l’ajustement d’une gaussienne sur la carte (c’est-à-dire en mode source ponctuelle), permet d’établir l’incertitude totale sur l’étalonnage à 15% pour cette campagne.

La liste des principales erreurs systématiques pour la bande à 140 GHz, est listée dans la table 11.2. L’erreur totale d’étalonnage au niveau de la carte est estimée à 16%.

Table 11.2 – *Principales contributions à l’erreur d’étalonnage de la bande à 140 GHz de la campagne de novembre 2012.*

Erreur systématique	Pourcentage
Modèle de température de brillance	5%
Etalonnage source ponctuelle	15%
Fraction de beam secondaire	$45\% \pm 10\%$
Bandes passantes	2%

11.3 Analyse des données

11.3.1 Vers une première carte de l'effet Sunyaev-Zel'dovich avec *NIKA*

Puisque RX J1347.5-1145 est diffus, le choix a été fait d'utiliser une réduction spectrale pour soustraire le bruit atmosphérique tout en préservant un maximum de signal loin du centre. Celle-ci est détaillée dans le Chapitre 7. La carte brute obtenue est présentée dans la figure 11.3. Le décrément à 140 GHz dû au signal tSZ est clairement détecté, avec un maximum d'environ 10σ . L'émission est étendue et le maximum ne coïncide pas avec le centre X, aux coordonnées (R.A, Dec) = (13h 47m 30.59s, $-11^\circ 45' 10.1''$). Il correspond en revanche à la position du choc de l'extension Sud-Est. Le maximum du signal est $\simeq 10^{-3}$ en unité de paramètre de Compton, en accord avec [Pointecouteau *et al.*, 1999].

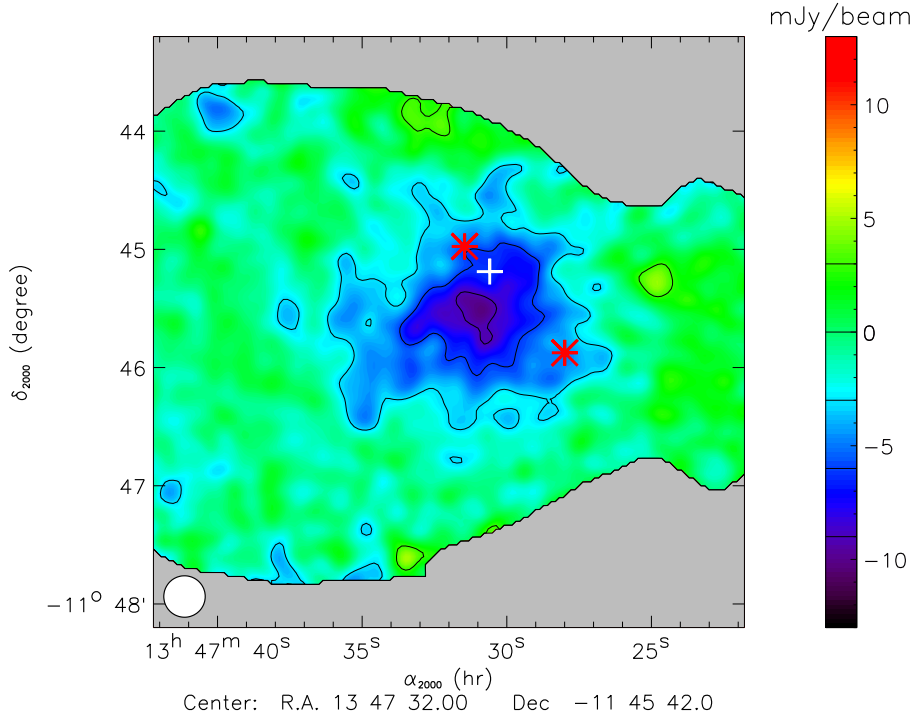


Figure 11.3 – Carte brute NIKA de RX J1347.5-1145 à 140 GHz. La source radio (voir section 11.3.2.1) n'est pas soustraite sur cette carte. Le centre X est donné par la croix blanche et correspond approximativement à la position de la source radio. Les étoiles rouges représentent les positions des sources sub-millimétriques Z1 et Z2. La carte a été lissée par une gaussienne de FWHM de 10 arcsec pour améliorer le signal sur bruit. La région masquée correspond à un niveau de bruit supérieur à deux fois le minimum de bruit de la carte, donnée par la stratégie de scan.

11.3.2 Traitement des contaminants

Les amas de galaxies sont des milieux particulièrement denses qui regroupent de nombreux objets dont certains sont des contaminants pour la cartographie de l'effet tSZ. RX J1347.5-1145 en est un bon exemple puisqu'il contient à la fois des sources de type poussiéreuses et une source radio. Nous allons discuter ici de leur implication sur la mesure de l'effet tSZ et comment elles sont traitées dans l'analyse.

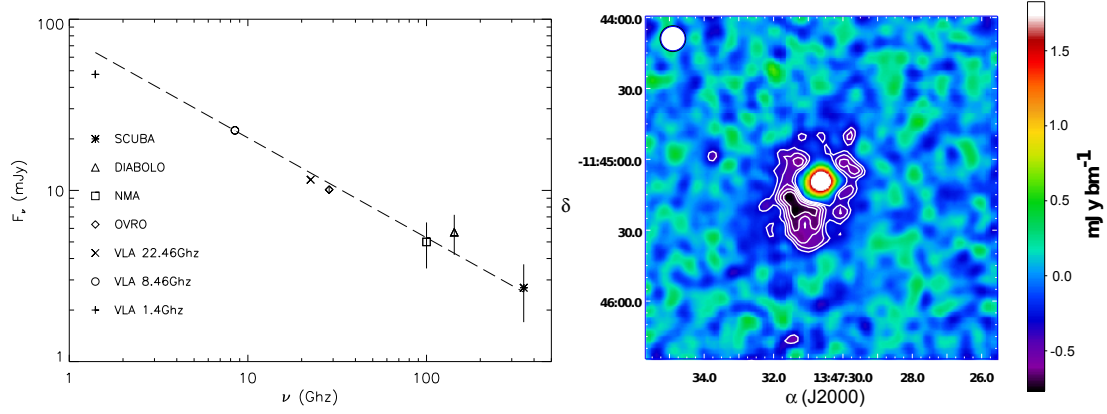


Figure 11.4 – **Gauche** : distribution spectrale d'énergie de la source radio centrale entre 1.4 et 350 GHz. Extrait de [Pointecouteau et al., 2001]. **Droite** : carte tSZ MUSTANG à 90 GHz [Korngut et al., 2011]. La source radio apparaît clairement au centre à cette fréquence.

11.3.2.1 Source radio centrale et maximum du signal

L'amas RX J1347.5-1145 est connu pour abriter une source radio à 3 arcsec du centre X, due à l'AGN au sein de la galaxie elliptique centrale (voir figure 11.4). Du fait de cette contamination, la position du maximum tSZ est encore débattue. Les observations millimétriques avec un radiotélescope à réflecteur unique, source radio soustraite, sont toutes cohérentes avec un maximum d'émission tSZ plus fort au niveau de l'extension SE qu'au centre X. Cependant, les dernières mesures de [Plagge et al., 2013] avec CARMA, en profitant de la soustraction intrinsèque des sources ponctuelles des mesures en interférométries, obtiennent un maximum tSZ coïncidant avec le centre X et une extension SE étant seulement un maximum secondaire. La figure 11.4 de droite, qui donne la carte obtenue par MUSTANG à 90 GHz permet de la mettre en évidence. A cette fréquence, la source radio domine par rapport au signal tSZ.

La source radio a été observée par de nombreux instruments et son spectre est présenté dans la figure 11.4, avec $F_\nu = (77.8 \pm 1.7) \nu_{\text{GHz}}^{-0.58 \pm 0.01}$ mJy [Pointecouteau et al., 2001]. Aux fréquences de NIKA, on obtient alors, en intégrant sur les bandes passantes, 4.4 ± 0.3 et 3.2 ± 0.2 mJy à 140 et 240 GHz, respectivement.

Son flux et sa position étant relativement bien connus, le choix a été fait ici de la soustraire directement dans les TOIs, avant décorrélation du bruit. A chaque instant, sa distance à un détecteur donné est connue par l'intermédiaire du pointage et on peut la soustraire en supposant un lobe gaussien et les valeurs des FWHM de NIKA. L'avantage de cette méthode, par rapport à une soustraction au niveau des cartes, réside dans le fait que la source ne perturbe pas la décorrélation du bruit, en particulier puisqu'elle a un spectre très différent de celui du tSZ et que la méthode utilisée ici est de type spectral.

11.3.2.2 Sources infrarouges

En plus de la source radio, les mesures infrarouges de [Zemcov et al., 2007] ont mis en évidence la présence de deux galaxies sub-millimétriques. La première (Z1 dans la suite) est située 60 arcsec du centre X vers le Sud-Ouest, et a un flux de 15.1 ± 3.0 mJy à 850 μm et 125 ± 34 mJy à 450 μm . La deuxième source (Z2) se situe à environ 20 arcsec du centre X vers le Nord-Est. Cependant, elle n'est détectée qu'à 850 μm avec un flux de 11.4 ± 2.4 mJy. A 450 μm , son flux est de 10 ± 32 mJy.

Bien que moins sensible pour cette campagne, la bande à 240 GHz peut être utilisée pour rechercher des sources de ce type, qui sont soit des galaxies poussiéreuses dans l’amas lui-même, soit des sources d’arrière-plan à haut redshift lentillées et ainsi magnifiées par la masse de l’amas. La carte obtenue à 240 GHz est présentée dans la figure 11.5. Elle a été obtenue avec la méthode utilisée pour les sources ponctuelles (voir chapitre 7), qui filtre les grandes échelles mais augmente le signal sur bruit des sources compactes. La première source, Z1, (R.A, Dec) = (13h 47m 27.6s, -11° 45' 54") est observée avec un flux de (12.7 ± 6.2) mJy en ajustant une gaussienne à la position attendue. Elle dépasse légèrement du bruit sur la carte à 240 GHz correspondant au pic de signal positif. La seconde source, Z2, (R.A, Dec) = (13h 47m 31.3s, -11° 44' 57") n’est pas détectée par *NIKA* à 240 GHz, mais une limite supérieure de 4.4 mJy est donnée à 68% de niveau de confiance.

En supposant que les sources ont un spectre de corps noir modifié de type poussière,

$$I_\nu \propto \nu^{\beta_d} B_\nu(T_d), \quad (11.1)$$

et utilisant les contraintes sur les flux à 240 GHz, 850 μ m et 450 μ m, on peut alors donner une limite supérieure à 140 GHz. Pour ce faire, on fait varier la température de la poussière dans la gamme $T_d = 15 - 20$ K et l’indice spectral entre $\beta_d = 1.5 - 2$. On obtient alors une limite supérieure de 0.85 mJy pour Z1. Pour Z2, les limites sur les flux sont incompatibles avec la distribution spectral supposée. Il est probable que Z2 ne soit pas une source réelle, mais plutôt un résidu de signal tSZ, relativement fort à 850 μ m, seule fréquence où elle est détectée. Afin de calculer une limite supérieure, on suppose alors que Z2 suit un spectre Rayleigh-Jeans dont on fixe l’amplitude par la limite à 240 GHz, ce qui donne 0.65 mJy au plus à 140 GHz.

Dans le contexte de la décorrélation spectrale de l’atmosphère au Run5, le mode commun atmosphérique à 240 GHz est normalisé par un facteur environ égal à 5 avant sa soustraction à 140 GHz. De plus, les sources ponctuelles sont diluées par un autre facteur ~ 5 en construisant le mode commun qui moyenne l’ensemble des détecteurs à 240 GHz. Le biais éventuel dû à la soustraction de l’atmosphère est alors négligeable. Contrairement à la source radio dont le spectre est bien connu, la méconnaissance de ces sources à 140 GHz impose de ne pas les soustraire dans les TOIs. Leur impact sur les résultats est discuté dans la suite.

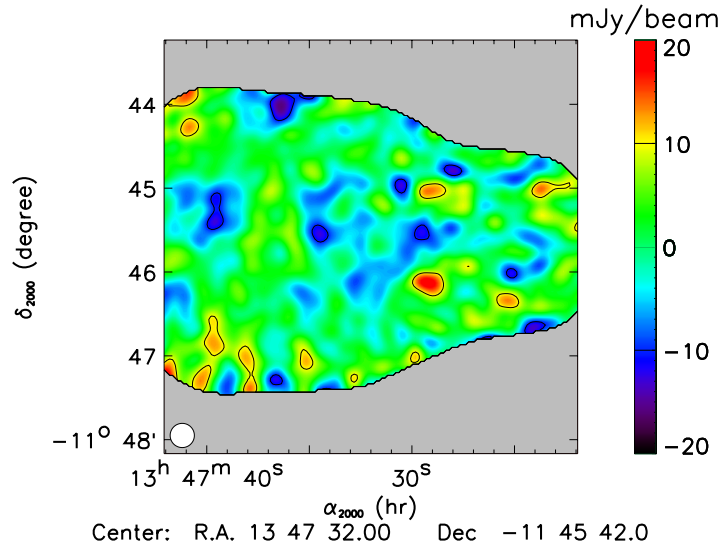


Figure 11.5 – Carte *NIKA* à 260 GHz autour de *RX J1347.5-1145*. La réduction utilisée est celle pour les sources ponctuelles.

11.3.3 Estimation du bruit

Le niveau de bruit est estimé de deux manières :

- D’abord, en propageant le bruit calculé avec la déviation standard des cartes par scan. La carte de déviation standard obtenue pour la carte finale est alors donnée par la figure 11.6 de gauche. On remarque que le bruit n’est pas homogène sur l’extension du signal tSZ. En effet, la variance est inversement proportionnelle au temps d’intégration par pixel et dépend donc directement de la stratégie de scan. Le problème rencontré dans la définition de cette dernière se répercute alors directement sur le bruit, minimum dans la partie bien échantillonnée à la fois par les scans en azimut et en élévation, où il atteint ~ 1 mJy/beam. La partie blanche de la carte correspond à une région où l’échantillonnage est nul et la partie grisée à un niveau de bruit supérieur à 6 mJy/beam.
- La deuxième estimation du bruit est obtenue à partir de la carte de différence (Jack-Knife) de deux sous-échantillons de données équivalentes, représentée par la figure 11.6 au centre. On remarque également que le bruit est fortement inhomogène. Pour le quantifier d’avantage, on donne la distribution des pixels dans la région Est et Ouest de la carte. L’ajustement gaussien donne alors une moyenne de $\langle \sigma \rangle = 0.99$ mJy/beam à l’Est (gauche) et $\langle \sigma \rangle = 1.42$ mJy/beam à l’Ouest (droite) alors que la moyenne sur la carte est de $\langle \sigma \rangle = 1.11$ mJy/beam.

Les deux estimations du bruit sont cohérentes.

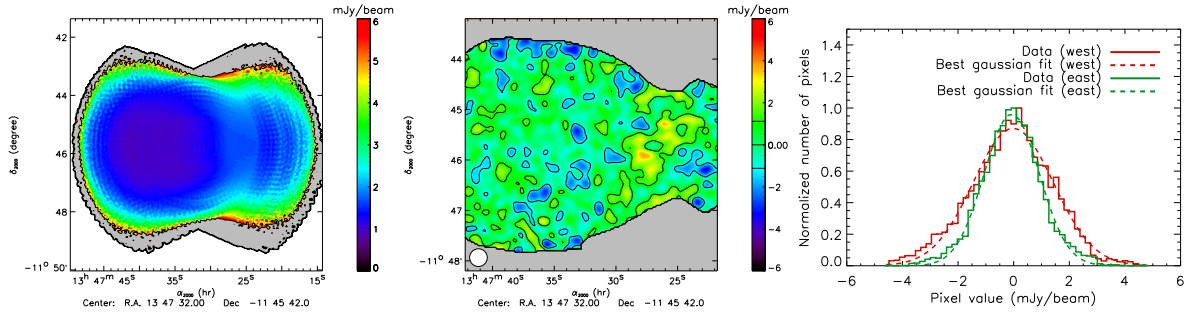


Figure 11.6 – Estimation du bruit à 140 GHz. **Gauche** : déviation standard. **Centre** : Jack-knife. **Droite** : histogramme des pixels de la carte de Jack-Knife.

11.3.4 Validation et caractérisation de la réduction des données par simulations

Afin de valider la réduction des données utilisée dans le cas de RX J1347.5-1145, on utilise les simulations présentées au Chapitre 9. Cette étape est d’autant plus importante que la stratégie de scan est asymétrique et le maximum du signal décalé par rapport au centre de pointage. On simule alors deux types d’amas par un profil de pression gNFW (voir section 10.1.3) dont les paramètres sont donnés par la table 11.3. La stratégie de scan est identique à celle utilisée pour obtenir les données de RX J1347.5-1145 et le centre de l’amas est placé à la position du pic tSZ mesuré. Le premier amas est compact. Il correspond typiquement à ce qui est observé pour RX J1347.5-1145. Le deuxième est en revanche plus étendu d’un facteur ~ 2 mais avec une amplitude similaire (voir table 11.3). Après simulation des TOIs correspondant à ces amas, dont la contribution du bruit est similaire à celle observée dans les données de RX J1347.5-1145, celles-ci sont traitées dans la chaîne d’analyse avec une réduction identique à celle de RX J1347.5-1145.

Table 11.3 – Paramètres *gNFW* utilisés pour simuler les amas compact et diffus. Les deux dernières lignes donnent les paramètres obtenus après ajustement des cartes de sortie de la simulation.

	amas compact (C)	amas diffus (D)
α	1.2223	1.2223
β	5.4905	5.4905
γ	0.7736	0.7736
r_s (kpc)	383	800
θ_s (arcmin)	1.1	2.3
P_0 (keV/cm ³)	0.5	0.18
Best fit θ_s (arcmin)	1.048 ± 0.042	2.019 ± 0.075
Best fit P_0 (keV/cm ³)	0.449 ± 0.052	0.150 ± 0.010

On obtient alors les deux cartes des amas simulés, C pour compact et D pour diffus. La figure 11.7 donne la carte simulée, la carte après traitement, le meilleur ajustement MCMC (voir chapitre 10) de la carte après traitement, et la différence entre la carte d'entrée et la carte après traitement. Les deux amas sont détectés avec un signal sur bruit piquant à 10. L'amplitude du signal est réduite par rapport aux cartes d'entrée. Les profils radiaux correspondant sont donnés par la figure 11.8, ainsi que les profils des mêmes amas simulés sans bruit corrélé pour lesquels les TOI ont été uniquement projetés sur les cartes, permettant de séparer les effets de la décorrélation et de la stratégie de scan.

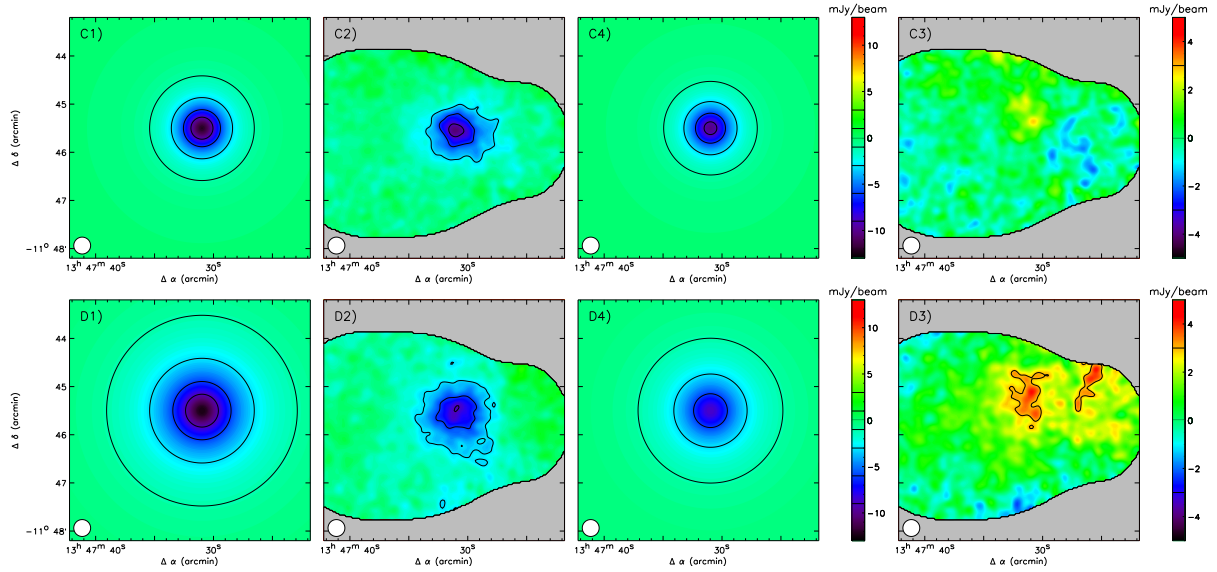


Figure 11.7 – Simulations *gNFW* de deux amas de galaxies : compact (C, en haut), et diffus (D, en bas). On a de gauche à droite : les cartes d'entrée de la simulation (C1 et D1), celles obtenues à la sortie de la chaîne d'analyse (C2 et D2), le meilleur modèle *gNFW* ajusté sur la carte de sortie (C4 et D4), et la différence entre l'entrée et la sortie (le résidu, C3 et D3).

Tout d'abord la stratégie de scan limite la taille angulaire maximale que l'on peut mesurer à 3 arcmin, c'est ce qui est observé pour l'amas D dans le cas de la projection seule où l'on constate un biais sur le niveau zéro du profil. Le traitement des données réduit encore légèrement le signal de sorte que le rapport des flux mesurés à 1 arcmin soit de $\sim 25\%$, ce qui apparaît également

sur la carte de résidu de la figure 11.7 (D3). Pour l’amas C, le flux n’est pas affecté par plus de 10% et la carte de résidu C3 est cohérent avec du bruit.

Les cartes de sorties sont utilisées pour ajuster les paramètres P_0 et r_s (ou similairement θ_s puisque la distance angulaire est connue) du profil de pression gNFW par MCMC (voir chapitre 10). Le biais induit par la chaîne d’analyse peut alors être mesuré directement en comparant les paramètres injectés et récupérés. Pour l’amas C, le biais après marginalisation est inférieur à 1σ pour P_0 (10%) et r_s (5%). Pour l’amas D, P_0 et r_s sont sous-estimés par 2.7 (17%) et 3.7 (12%) σ , respectivement. Dans le cas de RX J1347.5-1145, on attend alors un biais de l’ordre de l’erreur statistique et de l’étalonnage.

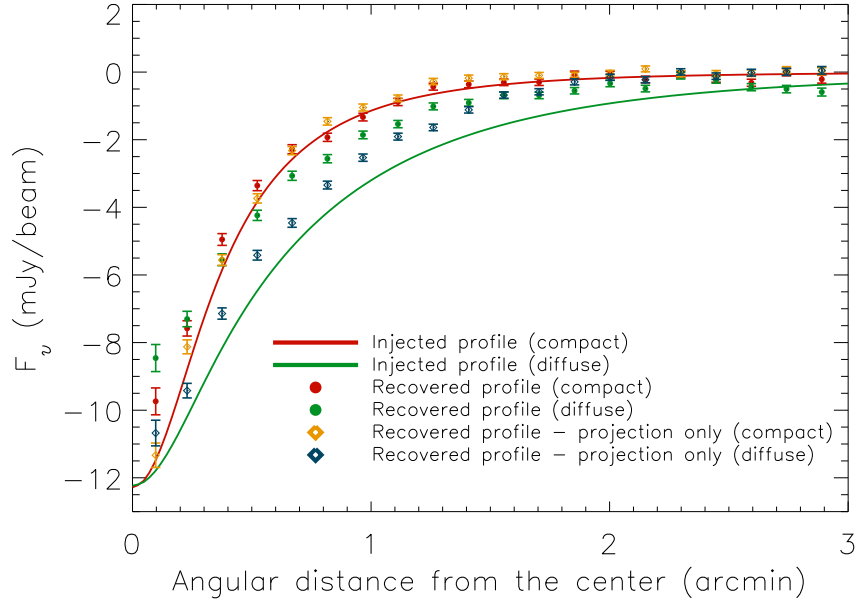


Figure 11.8 – *Profils injectés dans la simulation, ceux de sortie, ainsi que ceux de sortie dans le cas où seule la projection est effectuée et le bruit corrélé non simulé (voir légende).*

11.4 Exploitation des données

11.4.1 Distribution radiale du signal

Il est attendu une asymétrie entre le Nord et le Sud de RX J1347.5-1145, à cause du choc de l’extension SE. Pour la mesurer, on donne dans la figure 11.9 le profil radial (une fois la source radio soustraite) pris à partir du centre X selon trois régions : le Nord-Est (jaune), le Nord-Ouest (rouge), et le Sud (vert). On constate une augmentation de la pression due à la compression du gaz chaud dans le quadrant Sud, par rapport aux deux autres. On note que cet excès coïncide avec la présence d’un mini-halo radio [Gitti *et al.*, 2007a], qui implique une contribution non-thermique à la pression.

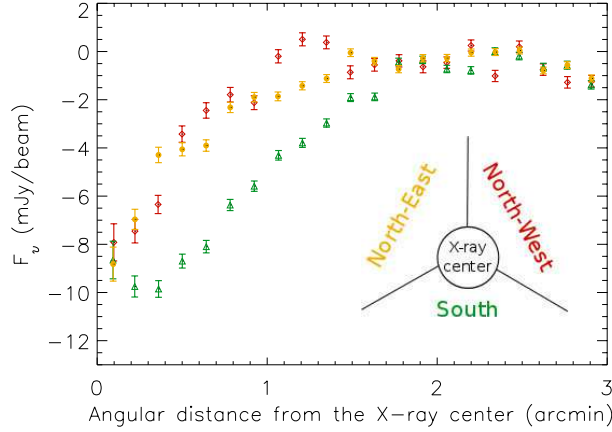


Figure 11.9 – Profil radial de RX J1347.5-1145 dans trois régions à partir du centre X.

11.4.2 Contraintes sur le profil de pression

Afin de quantifier le flux de l'extension SE détectée par *NIKA*, on modélise le signal par une contribution relaxée, dans la partie Nord de l'amas, et une suppression associée au choc. La partie relaxée est alors modélisée par un profil de pression gNFW centré sur le maximum X tel que dans la section précédente. RX J1347.5-1147 étant très piqué en X avec un courant de refroidissement fort, on choisit de fixer les pentes (γ , β , α) aux valeurs des amas à cœur froid obtenues par [Arnaud *et al.*, 2010] ($\gamma_{cc} = 0.7736$, $\beta_{cc} = 5.4905$, $\alpha_{cc} = 1.2223$). Les paramètres P_0 et θ_s sont obtenues par un ajustement MCMC comme décrit au chapitre 10. Lors de l'ajustement, la partie correspondant *a priori* au choc est masquée pour ne pas influencer le χ^2 . Le meilleur ajustement est donné par

$$\begin{aligned} P_0 &= 0.129 \pm 0.018 \text{ (stat.)} \pm_{0.025}^{0.035} \text{ (syst.) keV/cm}^3 \\ \theta_s &= 1.90 \pm 0.16 \text{ (stat.)} \pm_{0.00}^{0.38} \text{ (syst.) arcmin.} \end{aligned} \quad (11.2)$$

La fonction de densité de probabilité dans l'espace des paramètres est donnée par la figure 11.10 et ne prend en compte que les erreurs statistiques. Les erreurs systématiques ont été estimées à partir des simulations présentées ci-dessus.

La figure 11.11 compare la carte *NIKA* à 140 GHz, dont la source radio a été soustraite, avec le meilleur modèle et le résidu. Le masque utilisé pour la région du choc est également donné. Le modèle est bien représentatif de la partie Nord, mais la région SE ne peut pas être expliquée autrement que par une contribution supplémentaire à la distribution de pression. Le calcul du flux de chacune des contributions est fait en intégrant la carte initiale et celle de résidu à partir du centre X jusqu'à $\theta_{\max} = 2$ arcmin, limité par la taille de la carte *NIKA*. Le paramètre de Compton intégré est $Y_{\theta_{\max}}^{\text{total}} = (1.73 \pm 0.45) \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ pour la totalité du signal et $Y_{\theta_{\max}}^{\text{choc}} = (0.52 \pm 0.18) \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ pour la région du choc. L'erreur donnée est statistique uniquement. L'erreur systématique est estimée à 19% en cumulant l'erreur d'étalonnage et le biais issu du traitement des données. La contribution du choc à la pression totale dans le rayon θ_{\max} est de $30 \pm 13 \pm 6\%$.

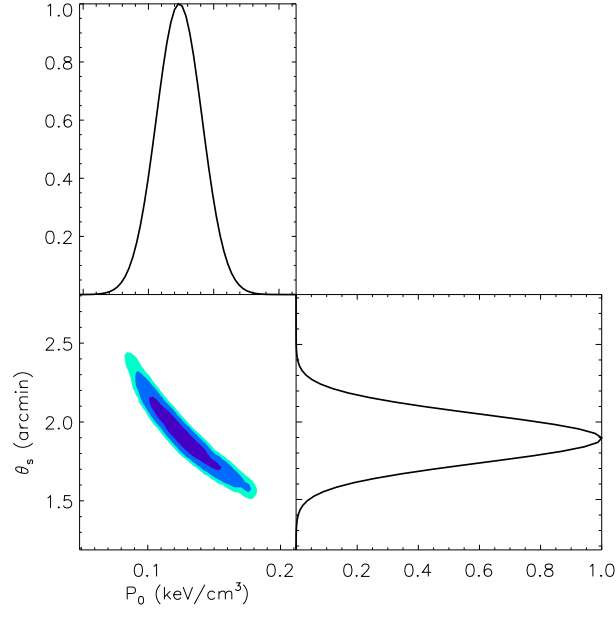


Figure 11.10 – *Fonction densité de probabilité a posteriori dans le plan $P_0 - \theta_s$.*

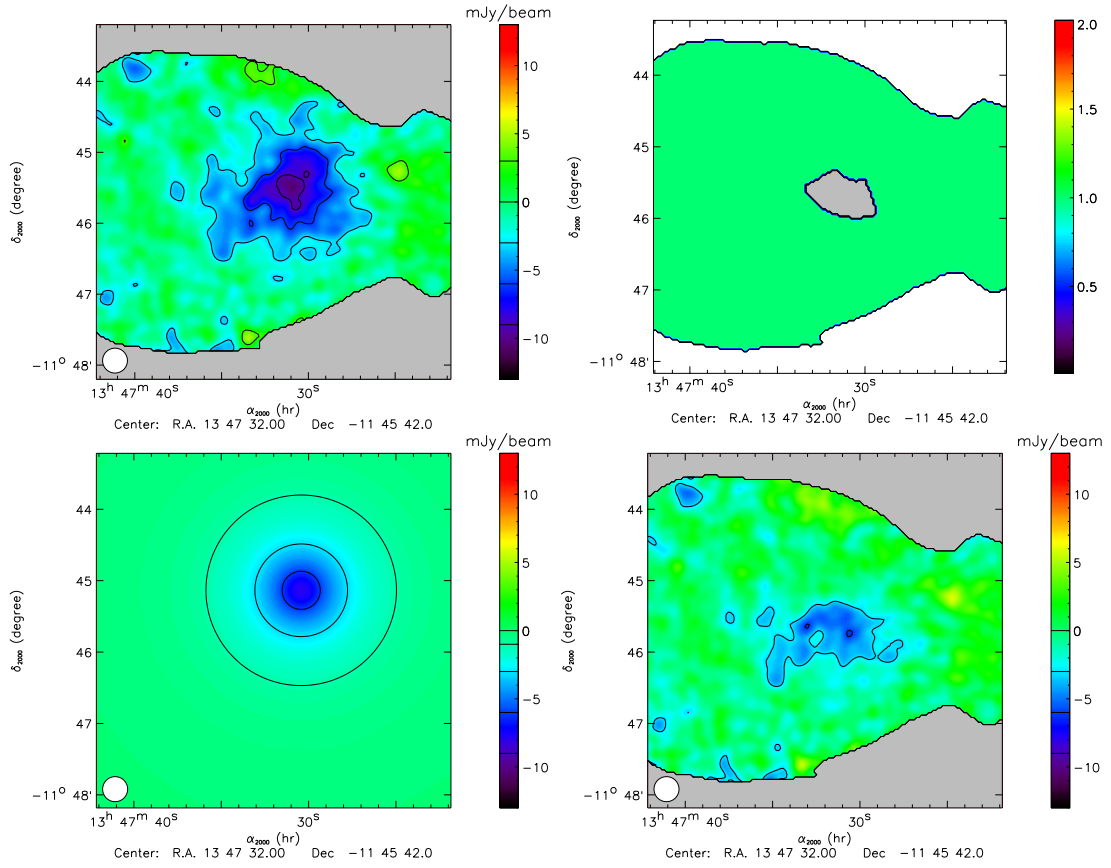


Figure 11.11 – **Haut-gauche** : carte originale dont la source radio a été soustraite. **Haut-droit** : masque utilisé. **Bas-gauche** : meilleur modèle. **Bas-droite** : résidu.

11.4.3 Comparaison aux données externes

11.4.3.1 Comparaison à *Planck*

L'amas RX J1347.5-1145 n'est pas résolu par *Planck*, mais le flux total mesuré peut être comparé avec celui de *NIKA*. On utilise ici le catalogue *Planck* [Planck Collaboration et al., 2013a] qui donne la distribution de probabilité dans le plan $\theta_s - Y_{5R500}$. Le catalogue contient également les pentes du profil gNFW utilisées pour extraire le signal, de sorte qu'il est possible d'extrapoler la valeur $Y_{\theta_{\max}}$ pour *Planck*. En fixant θ_s à sa valeur la plus probable, $Y_{5R500} = (2.17 \pm 0.36) \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ et $Y_{\theta_{\max}}^{\text{Planck}} = (1.78 \pm 0.30) \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$. Ces valeurs sont en accord avec les flux mesurés par *NIKA* dans le même rayon, ce qui montre que *NIKA* est capable de mesurer la plupart du flux d'amas tel que RX J1347.5-1145, malgré la coupure au-delà de 3 arcmin. Ces résultats sont cohérents avec les simulations effectuées pour valider l'analyse.

11.4.3.2 Comparaison à *DIABOLO*

DIABOLO était une caméra bolométrique installée au télescope de 30 mètres de l'IRAM et qui a observé RX J1347.5-1145 dans deux bandes de fréquence 140 et 250 GHz [Pointecouteau et al., 1999; Pointecouteau et al., 2001]. La résolution des observations était de 22 arcsec à 140 GHz et la réduction des données similaire à celle utilisée pour *NIKA*, faisant des résultats *DIABOLO* une comparaison de premier choix.

La figure 11.12 donne la comparaison de la carte et du profil *DIABOLO* avec les résultats *NIKA*. La source radio est soustraite dans le cas des deux profils, mais pas pour les cartes. La distribution de signal ainsi que les maxima des deux cartes coïncident. L'amplitude de la carte *NIKA* est légèrement plus élevée, mais reste dans les barres d'erreur systématiques d'étalonnage. Au niveau des profils, tous deux centrés sur les coordonnées X, on constate un accord sur toute la distribution même si encore une fois les données *NIKA* montrent un flux légèrement plus élevé. Le χ^2 réduit associé à la différence des profils est égal à 2.35. Cependant, en étalonnant les données *DIABOLO* sur celle de *NIKA*, on obtient $\chi^2 = 1.32$ avec un facteur d'étalonnage de 1.09, compatible avec l'erreur systématique estimée. Dans les deux cas, le maximum du signal tSZ est situé à l'extension SE.

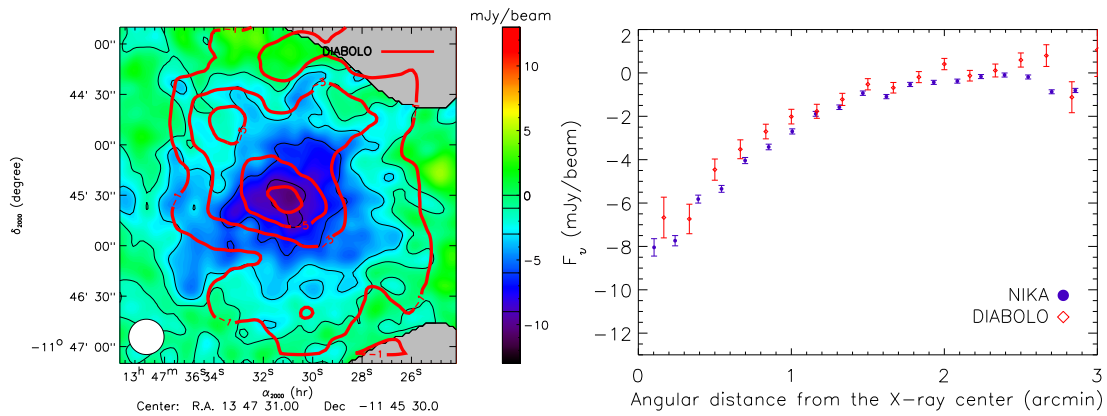


Figure 11.12 – Comparaison des cartes (gauche) et profils (droite) de *NIKA* et de *DIABOLO*. Les données de *DIABOLO* [Pointecouteau et al., 1999; Pointecouteau et al., 2001] ont été mises à disposition par Etienne Pointecouteau.

11.4.3.3 Comparaison aux données X

Le catalogue *ACCEPT* [Cavagnolo *et al.*, 2009], issu des données de *Chandra*, a été utilisé par [Comis *et al.*, 2011] dans le but de contraindre le profil de pression d'un échantillon d'amas dont RX J1347.5-1145, avec une haute résolution angulaire. Les paramètres obtenus pour un profil gNFW sont donnés dans la table 11.4. Ils ont été utilisés pour simuler un amas qui a été traité par la chaîne d'analyse. Son profil est comparé à celui obtenu par l'ajustement MCMC de la partie relaxée de l'amas avec les données *NIKA* sur la figure 11.13. L'erreur *NIKA* représentée par l'enveloppe bleue à 1σ donne la contribution statistique uniquement. Pour le profil issu des données X, seule l'erreur sur le paramètre P_0 est incluse dans l'enveloppe à 1σ du fait des dégénérescences avec θ_s et γ . L'erreur systématique ayant pour origine la conversion entre paramètre de Compton et Jy/beam n'est pas incluse. Les deux profils sont compatibles dans les barres d'erreur.

Table 11.4 – Paramètres du profil de pression gNFW obtenus par [Comis *et al.*, 2011] dans le cas de RX J1347.5-1145.

P_0 (keV/cm ³)	3.29 ± 0.50
(α, β, γ)	$(0.9, 5.0, 0.00 \pm 0.05)$
r_s (kpc)	406 ± 23
θ_s (arcsec)	70 ± 4

Les données de *XMM* [Gitti *et Schindler*, 2004] ont été utilisées pour produire une carte de nombre de coup de photons pour RX J1347.5-1145, que l'on compare aux données tSZ *NIKA* sur la figure 11.13 de droite. On remarque que le maximum des deux cartes ne coïncide pas comme mentionné précédemment. L'amas RX J1347.5-1145 donne un excellent exemple de la complémentarité des observation X et tSZ. De plus, le décalage des deux maxima de signal donne une information sur la physique du gaz contenu dans l'ICM.

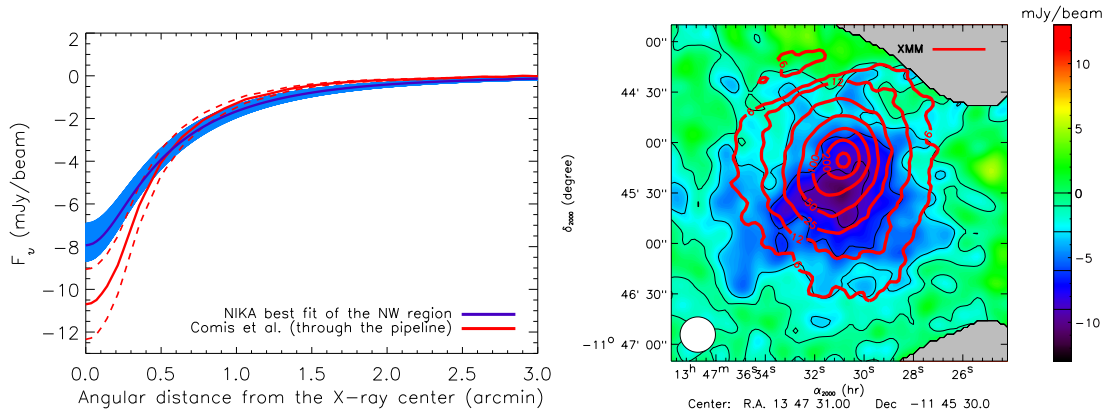


Figure 11.13 – **Gauche** : comparaison des profils estimés par [Comis *et al.*, 2011] à partir du catalogue *ACCEPT* et mesuré par *NIKA*. Les enveloppes donnent les erreurs statistiques uniquement, telles que décrit dans le texte. **Droite** : comparaison de la carte du nombre de photons *XMM* (contours rouges), mise à disposition par Etienne Pointecouteau, et de celle de *NIKA*.

11.4.3.4 Comparaison aux autres observations SZ

Enfin, on compare les résultats *NIKA* avec l'état de l'art des observations tSZ à haute résolution angulaire, *MUSTANG* et *CARMA*. Cependant, du fait des différences entre les instruments (lobe, fonction de transfert, fréquence d'observation), on se limitera à une discussion qualitative.

MUSTANG est une caméra opérant à 90 GHz installée au *Green Bank Telescope* en Virginie et dont la résolution angulaire est de 8 arcsec. La carte de RX J1347.5-1145 obtenue par *MUSTANG* [Mason *et al.*, 2010; Korngut *et al.*, 2011] est donnée par la figure 11.4 de droite. Comme on peut le voir, à cette fréquence, la source radio est plus intense que le signal tSZ. De plus, la soustraction du bruit atmosphérique filtre les échelles angulaires supérieures à 60 arcsec de sorte que le signal tSZ est réduit. *NIKA* et *MUSTANG* sont ainsi complémentaires. En effet, *MUSTANG* permet de mesurer les structures entre ~ 10 et 60 arcsec, alors que *NIKA* le fait entre ~ 20 et 200 arcsec. Les deux cartes sont morphologiquement compatibles aux échelles mesurées en commun par les deux instruments.

L'instrument *CARMA* [Plagge *et al.*, 2013] est un interféromètre qui a observé l'amas de galaxies RX J1347.5-1145 pendant 41.7 heures. La carte obtenue est donnée dans la figure 11.1 de droite. Les observations ont échantillonné le plan $u-v$ à partir de trois configurations avec 23 antennes de 3.5, 6.1 et 10.4 mètres à 31, 86 et 90 GHz. Malgré la complexité de la fonction de transfert associée à des observations interférométriques, *CARMA* et *NIKA* sont en accord sur les échelles supérieures à 30 arcsec. A plus petite échelle, *CARMA* mesure le maximum tSZ coïncidant avec le pic X, ce qui est en désaccord avec les résultats présentés ici. Les données *CARMA* suggèrent alors que le flux de la source radio centrale est sous-estimé. Cependant, on constate qu'il est nécessaire d'augmenter son flux de 5σ afin de supprimer le désaccord. L'impact possible des sources infrarouges a également été testé, mais reste négligeable.

11.5 Conclusions

Ce chapitre a présenté les résultats de l'observation de l'amas de galaxies RX J1347.5-1145 en tant que première mesure de l'effet tSZ avec des détecteurs à inductance cinétique. L'analyse des données permettant d'obtenir la carte tSZ a été validée en utilisant les simulations développées au chapitre 9. L'analyse physique de l'amas a confirmé qu'il était bien décrit par une composante relaxée à laquelle s'ajoute une surpression dans la partie SE, probablement causée par la collision avec un sous-amas plus petit. Les résultats ont été comparés avec les autres observations disponibles dans différentes longueurs d'onde. Ils se sont montrés en général en très bon accord avec elles. La capacité de *NIKA* pour la mesure de l'effet tSZ a ainsi été démontrée.

12

Etude pilote pour *NIKA2* : mesure de la distribution de pression à haut redshift

Sommaire

12.1 Approche technique de la préparation des observations	188
12.1.1 Sélection des sources	188
12.1.2 Stratégie de scan et estimation du temps d'observation	188
12.2 Un amas à haut redshift : CL J1226.9+3332	189
12.3 Observations, réduction des données et cartes obtenues	190
12.4 Distribution du milieu intra amas	192
12.4.1 Paramétrisation adoptée et ajustement	192
12.4.2 Morphologie	193
12.4.3 Distributions radiales thermodynamiques et matérielles	195
12.5 Test des relations d'échelle à haut redshift	198
12.6 Conclusions	200

Après avoir validé les capacités de *NIKA* pour la détection et la cartographie de l'effet SZ au chapitre 11, nous allons à présent, et au cours des chapitres suivants, constituer un premier échantillon d'amas *NIKA* dans le but d'étudier les possibilités de science SZ avec *NIKA2* et de préparer les observations futures. Après la première mesure de la campagne de novembre 2012, cinq amas ont été observés pendant les trois premières campagnes ouvertes de *NIKA*. L'objectif de ces études est d'observer et d'analyser individuellement des amas de types variés (relaxé, perturbé, haut/bas redshift, contaminé ou non par des sources ponctuelles, ...) et de s'en servir comme des cas d'étude pour *NIKA2*.

Ce chapitre commencera par présenter la préparation des observations au télescope de 30 mètres de l'IRAM visant à la cartographie de trois amas de natures très différentes. Au cours de ce chapitre, nous allons nous concentrer sur le cas de l'amas à haut redshift CL J1226.9+3332, observé pendant le premier *Open Pool NIKA* (voir table 4.3). Nous commencerons par passer en revue les observations précédentes de cet amas qui ont motivé son choix pour des observations SZ *NIKA*. Les résultats bruts des observations seront ensuite présentés rapidement, puis ceux de l'analyse par MCMC seront ensuite détaillés en termes de morphologie d'une part et de distributions radiales thermodynamiques et matérielles d'autre part. L'analyse et les résultats

présentés ici ont été publiés dans [Adam *et al.*, 2015]. Les deux chapitres suivants présenteront les résultats auxquels ont conduit les observations des deux autres sources, également observées en février 2014. Le cas de l’amas MACS J0717.5+3745 est particulier puisqu’il a été proposé pour de nouvelles observations en février 2015.

12.1 Approche technique de la préparation des observations

12.1.1 Sélection des sources

Trois amas ont été sélectionnés pour la campagne de février 2014, MACS J0717.5+3745, CL J1226.9+3332 et MACS J1423.8+2404, qui vérifient les propriétés suivantes :

1. Ils sont tous bien connus en X avec des mesures *Chandra* disponibles et pre-analysées [Cavagnolo *et al.*, 2009]. La complémentarité avec les données tSZ est utile pour contraindre la physique de l’ICM. Tous les amas sélectionnés font partie du programme CLASH [Postman *et al.*, 2012] qui rendra disponible des données optiques de haute qualité et la reconstruction de la distribution de masse par lentille gravitationnelle. MACS J0717.5+3745 a été sélectionné pour être extrêmement perturbé et CL J1226.9+3332 pour être à haut redshift (0.89). Ils présentent des sous-structures dans d’autres longueurs d’onde que nous souhaitons caractériser (voir section 12.2 pour plus de détails). Nous avons également sélectionné l’amas relaxé à cœur froid MACS J1423.8+2404 pour vérifier l’absence de sous-structure pour un tel objet. Pour ce dernier, nous souhaitons étudier son profil de pression.
2. MACS J0717.5+3745 et MACS J1423.8+2404 sont à un redshift intermédiaire alors que CL J1226.9+3332 est à haut redshift (voir table 12.2). Ils sont massifs et le signal tSZ attendu est important pour assurer un signal sur bruit suffisant. Le signal attendu est relativement compact et adapté au champ de vue de *NIKA*. Nous avons utilisé le catalogue d’amas *Planck* et sélectionné les sources en termes de redshift, de taille angulaire caractéristique (θ_s), et de flux intégré (Y_{500}) pour assurer que les cibles soient appropriées. Nous avons également estimé le profil de brillance attendu en utilisant le travail de [Comis *et al.*, 2011], qui donne une estimation du profil de pression dérivé avec *Chandra* en supposant une symétrie sphérique. Celui-ci est donné par la figure 12.1.
3. La contamination par des sources radio a été estimée à partir de catalogues externes.
4. La position des amas sur le ciel a été vérifiée favorable en termes d’élévation et de période d’observation.

12.1.2 Stratégie de scan et estimation du temps d’observation

La sensibilité attendue de la caméra *NIKA* est $15 \text{ mJy} \cdot \sqrt{s}$ à 150 GHz et $40 \text{ mJy} \cdot \sqrt{s}$ à 260 GHz sous des conditions hivernales moyennes. Dans le cas du signal SZ pour lequel on cherche à mesurer les grandes échelles, la sensibilité à 150 GHz est supposée être deux fois pire ($30 \text{ mJy} \cdot \sqrt{s}$), telle qu’observée lors des campagnes techniques.

Dans le cas du signal SZ diffus, des scans de type OTF de $6 \times 3 \text{ arcmin}^2$ sont utilisés, de sorte qu’environ un tiers du temps d’observation soit passé sur le centre des amas et deux tiers à l’extérieur. Cette stratégie permet de définir le niveau zéro du signal hors de la source et de mesurer les échelles angulaires jusqu’à environ 3 arcmin. Avec cette stratégie, nous attendons alors que l’écart-type du bruit soit, au niveau du centre des amas, de $\text{RMS}_{150 \text{ GHz}} \simeq 0.87 \times \sqrt{1 \text{ hour}/t} \text{ mJy/beam}$. Afin d’atteindre un signal sur bruit de ~ 15 au pic du signal, nous avons besoin de 6 heures d’observations par source. En incluant les procédures d’étalonnage (focus, pointage), nous prévoyons alors 9h par source, soit un total de 27 heures pour les trois sources.

Table 12.1 – *Caractéristiques principales attendues pour les amas proposés basées sur les données X, optiques et autres mesures tSZ. RX J1347.5-1145 est inclus comme référence puisqu’il a déjà été observé à ce stade.*

Amas	θ_s (arcsec)	z	Commentaires
MACS J0717.5+3745	109	0.55	Collision triple, 2 fortes sous-structures tSZ à $\sim 30''$.
CL 1226.9+3332	67	0.89	Légèrement perturbé en X. Compact.
MACS J1423.8+2404	76	0.54	Relaxé et à symétrie sphérique. Source radio centrale (~ 1 mJy à 150 GHz).
RX J1347.5-1145	70	0.45	Extension tSZ au sud-est. Source radio centrale (~ 4 mJy à 150 GHz).

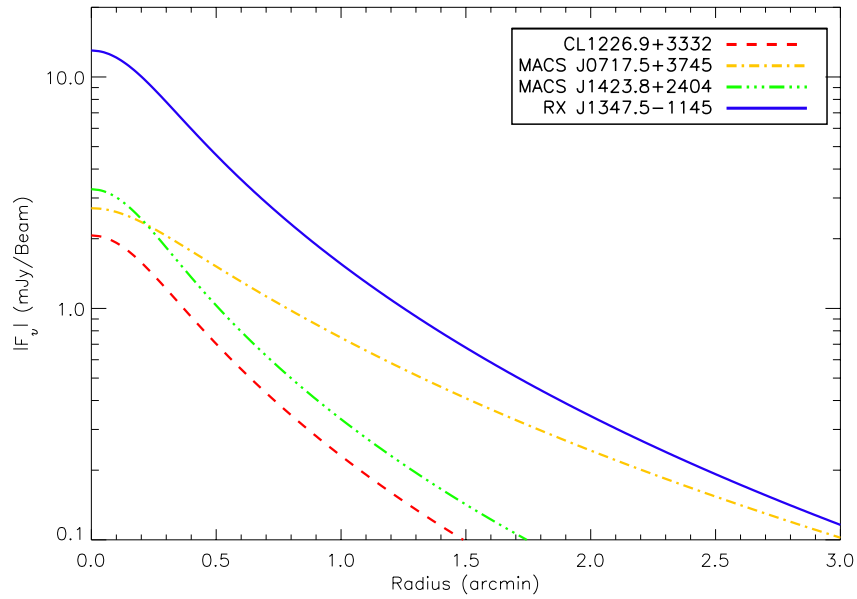


Figure 12.1 – *Estimation de la valeur absolue du profil de brillance des amas sélectionnés calculé en intégrant sur la ligne de visée les estimations du profil de pression en X [Comis et al., 2011]. Ils donnent une limite inférieure au pic du signal attendu puisqu’ils supposent une symétrie sphérique et ignorent les sous-structures qui sont bien visibles par effet tSZ. En comparant les flux mesurés sur RX J1347.5-1145 par MUSTANG et NIKA, nous pouvons prédire le signal attendu au niveau des sous-structures pour CL J1226.9+3332 observé par MUSTANG. En supposant que le rapport est le même pour toutes les échelles, on attend jusqu’à 6 mJy/beam au pic du signal. L’amas RX J1347.5-1145 est inclus en tant que référence puisqu’il a déjà été observé.*

12.2 Un amas à haut redshift : CL J1226.9+3332

Grâce à une résolution angulaire élevée, *NIKA2* aura comme objectif principal de mesurer le profil de pression des amas et son évolution avec le redshift, pour des objets distants. Dans ce contexte, l’amas de galaxies CL J1226.9+3332 a été sélectionné pour être observé en février 2014 en temps que projet pilote. Il apparaît comme un objet idéal pour tester les possibilités de *NIKA2* à haut redshift et fait l’objet de la suite de ce chapitre.

L'amas de galaxies CL J1226.9+3332 est en effet chaud, massif et à haut redshift, $z = 0.89$. Il a été découvert par *ROSAT* (WARPS pour *Wide Angle ROSAT Pointed Survey*, [Ebeling *et al.*, 2001]) et a fait l'objet d'observations dans différentes longueurs d'onde. De par la difficulté d'obtenir des données spectroscopiques X à haut redshift, les premières estimations de température ont été faites à partir d'observations tSZ (*SZA*, $T_e = 9.8^{+4.7}_{-1.9}$ keV [Joy *et al.*, 2001]) donnant la première indication que le système était en effet massif. Une étude détaillée en X à partir des observations de *XMM-Newton* a permis d'obtenir des résultats cohérents, $T_e = 11.5^{+1.1}_{-0.9}$ keV [Maughan *et al.*, 2004]. Ces données ont également permis de mesurer la morphologie de CL J1226.9+3332, apparaissant comme sphérique et relaxé en accord avec les premiers résultats de *ROSAT*, ainsi qu'une première idée de sa masse totale, $(1.4 \pm 0.5) \times 10^{15} M_\odot$. D'autres observations X par *Chandra* sont également cohérentes sur la température élevée de l'amas, $T_e = 14.0^{+2.1}_{-1.8}$ keV [Bonamente *et al.*, 2006]. Son profil de pression a été mesuré à des échelles de l'ordre de l'arcmin en interférométrie tSZ par *SZA* à 30 et 90 GHz [Muchovej *et al.*, 2007; Mroczkowski *et al.*, 2009; Mroczkowski, 2011], donnant une première image de l'ICM à ces échelles. La première indication de l'existence d'un cœur perturbé dans CL J1226.9+3332 a été obtenue par une analyse X combinant *XMM* et *Chandra*, montrant une asymétrie dans la carte de température [Maughan *et al.*, 2007]. Des résultats de lentille gravitationnelle par le télescope spatial *Hubble* ont obtenu une morphologie relaxée à grande échelle ainsi que la présence d'une sous-structure à plus petite échelle avec la présence d'une sur-densité à 40 arcsec vers le sud-ouest [Jee et Tyson, 2009]. Cette dernière est cohérente avec la région plus chaude et la distribution de galaxies observée. Le scénario proposé pour décrire ces caractéristiques consiste en un sous-amas moins massif ayant traversé le premier, le gaz étant arraché lors du passage. La masse obtenue par lentille gravitationnelle est $M_{200} = (1.4 \pm 0.2) \times 10^{15} M_\odot$. Finalement, les observations tSZ à 90 GHz et à des échelles de 8–45 arcsec par *MUSTANG* ont révélé une extension dans la région perturbée [Korngut *et al.*, 2011].

12.3 Observations, réduction des données et cartes obtenues

Lors des observations *NIKA*, le signal SZ a été modulé en utilisant des OTF de 19 subscans longs de 6 arcmin et séparés par des pas de 10 arcsec. Les scans ont été faits selon l'azimut et l'élévation alternativement. La durée d'un subscan étant de 10 s, la vitesse de scan était d'environ 36 arcsec/s. Les coordonnées de pointage ont été fixées à (R.A., Dec.) = (12h 26m 58s, 33° 32' 40") à partir des observations de *MUSTANG* [Korngut *et al.*, 2011]. Les conditions atmosphériques étaient globalement bonnes au moment des observations, avec une opacité au zénith variant dans la gamme 0.06–0.23 à 150 GHz et 0.06–0.29 à 260 GHz, correspondant à des conditions moyennes pour un temps d'hiver. Les observations ont été réalisées principalement de nuit. Une petite fraction de données a été rejetée à cause du mauvais temps et une autre a été perdue à cause des coordonnées de pointage manquantes dans les données du télescope. Le temps effectif total utilisé sur la source est de 7.8 heures.

Le signal de l'amas étant compact du fait de sa distance élevée, la méthode de réduction qui s'est montrée la plus efficace en termes de rapport signal sur bruit est celle d'une réduction par masque de source. De plus, la carte à 260 GHz s'avère être indispensable pour cet amas comme nous allons le voir dans la suite. La fonction de transfert a été mesurée en utilisant la méthode par Jack-Knife sur les données de CL J1226.9+3332 elles-mêmes. Elle a été testée en utilisant la simulation d'amas et de bruit blanc de différentes amplitudes et tailles angulaires, ainsi que plusieurs tailles de grilles de projection des données. Comme attendue et décrite au chapitre 9, la coupure à grandes échelles correspond à la taille typique du champ de vue de *NIKA*.

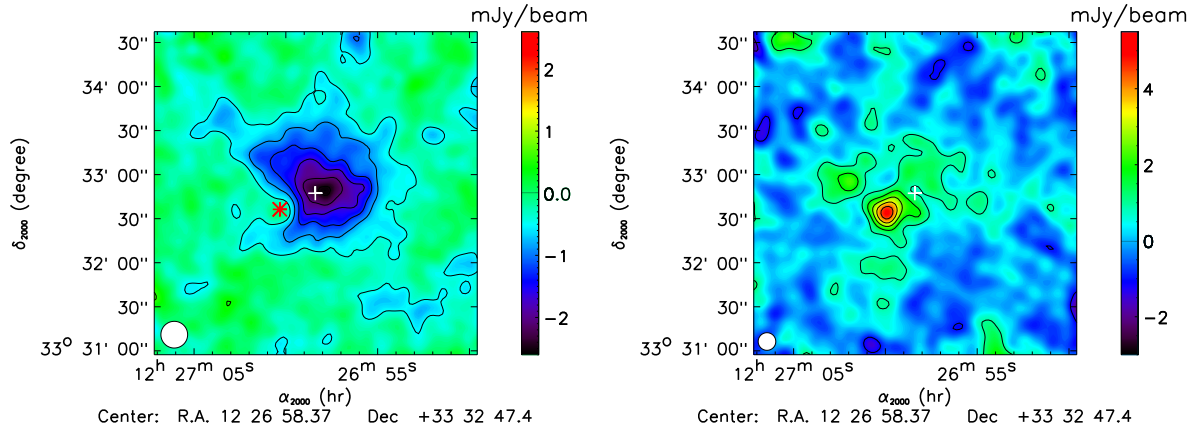


Figure 12.2 – **Gauche** : carte NIKA à 150 GHz. **Droite** : carte NIKA à 260 GHz. Les contours sont des multiples de 3σ , en excluant le niveau zéro. Le lobe effectif, tenant compte de la convolution par une gaussienne de 10 arcsec de FWHM, est représenté par le disque blanc en bas à gauche. La position du centre X est donnée par la croix blanche et celle de PS260 par l'étoile rouge à 150 GHz.

Les cartes brutes à 150 et 260 GHz sont présentées sur la figure 12.2. Elles sont centrées sur le pic X d'après [Cavagnolo *et al.*, 2009], (R.A., Dec.) = (12h 26m 58.37s, $33^\circ 32' 47.4''$). Elles sont lissées par un lobe gaussien de 10 arcsec pour des raisons graphiques. La carte à 150 GHz révèle le décrément tSZ très fort et compact atteignant $\sim 15\sigma$ par lobe au pic. Du fait du bruit plus élevé à 260 GHz, et du signal plus faible par un facteur ~ 3 , la carte ne montre pas une détection tSZ significative, même si du signal diffus est détecté à environ 3σ à la position de l'amas. Cependant, la bande à 260 GHz permet d'observer la présence d'une source sub-millimétrique (PS260 dans la suite) située à 30 arcsec au Sud-Est du centre X, détectée à environ 10σ . La source n'est pas clairement détectée à 150 GHz du fait du fort signal tSZ, mais elle est visible telle un creux dans le signal tSZ à sa position correspondante. Nous allons discuter dans la suite de son implication sur la contamination du signal tSZ.

L'interféromètre *SZA* a été utilisé pour chercher des sources radio autour de CL J1226.9+3332 [Muchovej *et al.*, 2007]. D'après leurs observations, aucun objet de ce type n'est présent dans le champ *NIKA*. D'après le résidu entre la carte *MUSTANG* et le modèle de pression *SZA* de [Mroczkowski *et al.*, 2009], [Korngut *et al.*, 2011] infère la présence possible d'une source sub-millimétrique 10 arcsec au Nord du pic X. En utilisant la bande à 260 GHz de *NIKA*, nous cherchons de tels contaminants et n'observons aucune source significative dans un rayon de 1.5 arcmin autour de l'amas, mis à part PS260. Ceci est fait en ajustant PS260 ainsi que le signal tSZ simultanément tel que décrit dans la suite. La déviation standard du résidu dans la région considérée est de 0.75 mJy pour un lobe à la fréquence considérée. Il est donc peu probable que la structure observée par [Korngut *et al.*, 2011] soit une vraie source. Le flux obtenu pour PS260, à 260 GHz est 6.8 ± 0.7 (stat.) ± 1.0 (cal.) mJy et sa position (R.A., Dec.) = (12h 27m 0.01s, $33^\circ 32' 42.0''$). Celle-ci coïncide avec les deux galaxies J12265995+3332405 et J12265923+3332405, détectées en optique [Holden *et al.*, 2009]. Elles se situent à 1.7 et 9.8 arcsec de la position *NIKA*, respectivement. Nous concluons que mis à part PS260, aucune source ponctuelle radio ou infrarouge n'affecte le signal tSZ à 140 GHz. La source PS260 est quant à elle prise en compte dans l'analyse qui suit.

12.4 Distribution du milieu intra amas

Les outils développés et décrits au chapitre 10 sont utilisés pour modéliser et caractériser le signal tSZ de l’amas. Nous discutons ici de la paramétrisation adoptée et des résultats obtenus en termes de morphologie et de distributions radiales reconstruites des quantités physiques d’intérêt.

12.4.1 Paramétrisation adoptée et ajustement

Dans la suite, trois jeux de valeurs sont utilisés pour fixer les pentes a , b et c du profil de pression (voir section 10.1.3 et table 12.2).

1. La pente interne, c , est fixée à la valeur obtenue par [Comis *et al.*, 2011], pour cet amas. Les pentes intermédiaires, a , et externes, b , sont fixées à celles obtenues par [Planck Collaboration *et al.*, 2013d] en empilant le signal tSZ de 62 amas proches. Ce choix est utilisé comme ligne de base puisque les deux pentes externes sont obtenues directement avec l’effet tSZ et donne une bonne description de la plupart des amas. Le paramètre c n’est pas ajusté par [Planck Collaboration *et al.*, 2013d] et nous utilisons là une valeur dérivée des données X de *Chandra* spécifiquement obtenues pour cet amas. Ce choix de paramètres est appelé PPC dans la suite.
2. Les pentes a , b et c sont fixées à celles obtenues par [Nagai *et al.*, 2007b] en se basant sur les données X d’amas *Chandra* et des simulations numériques. Ce choix nous permet une comparaison directe avec les résultats de [Mroczkowski *et al.*, 2009], qui ont utilisé cette paramétrisation pour ajuster les données de *SZA*. Ce choix est appelé NNN.
3. Les pentes internes et externes sont fixées aux mêmes valeurs que PPC, mais la pente intermédiaire est laissée libre, car elle correspond pour cet amas à des échelles où *NIKA* est sensible. Ce choix est appelé FPC.

Les paramètres P_0 et r_p sont toujours autorisés à varier. Puisque les paramètres du profil sont fortement dégénérés, en particulier a , r_p et P_0 , la différence principale entre les trois modèles intervient dans le choix de b et c , qui ne peuvent pas être contraints directement pour CL J1226.9+3332 avec *NIKA*. La pente interne est reliée à la thermodynamique du cœur de l’amas, mais n’affecte pas la détermination de la masse totale. Au contraire, la pente externe est reliée à la pente du profil de masse à grand rayon. Bien que b soit dégénéré avec les autres paramètres, la masse est sensible au choix effectué en ce qui le concerne, pouvant conduire à des biais à grand rayon, là où les données n’apportent pas de contraintes directes. En utilisant les trois paramétrisations décrites ici, l’impact du choix des valeurs de pentes sur l’ICM est testé, en particulier dans les régions où *NIKA* n’est pas sensible.

Table 12.2 – *Paramétrisation du profil de pression pour les trois modèles utilisés ici.*

Nom du modèle	a	b	c
PPC	1.33	4.13	0.014
NNN	0.9	5.0	0.4
FPC	free	4.13	0.014

Le résultat du meilleur ajustement MCMC est donné sur la figure 12.3 et discuté plus en détails dans la suite. Le flux de PS260 obtenu est 1.9 ± 0.2 (stat.) mJy à 150 GHz. Grâce à ces résultats, PS260 est soustraite des cartes avant de calculer les profils présentés dans la suite.

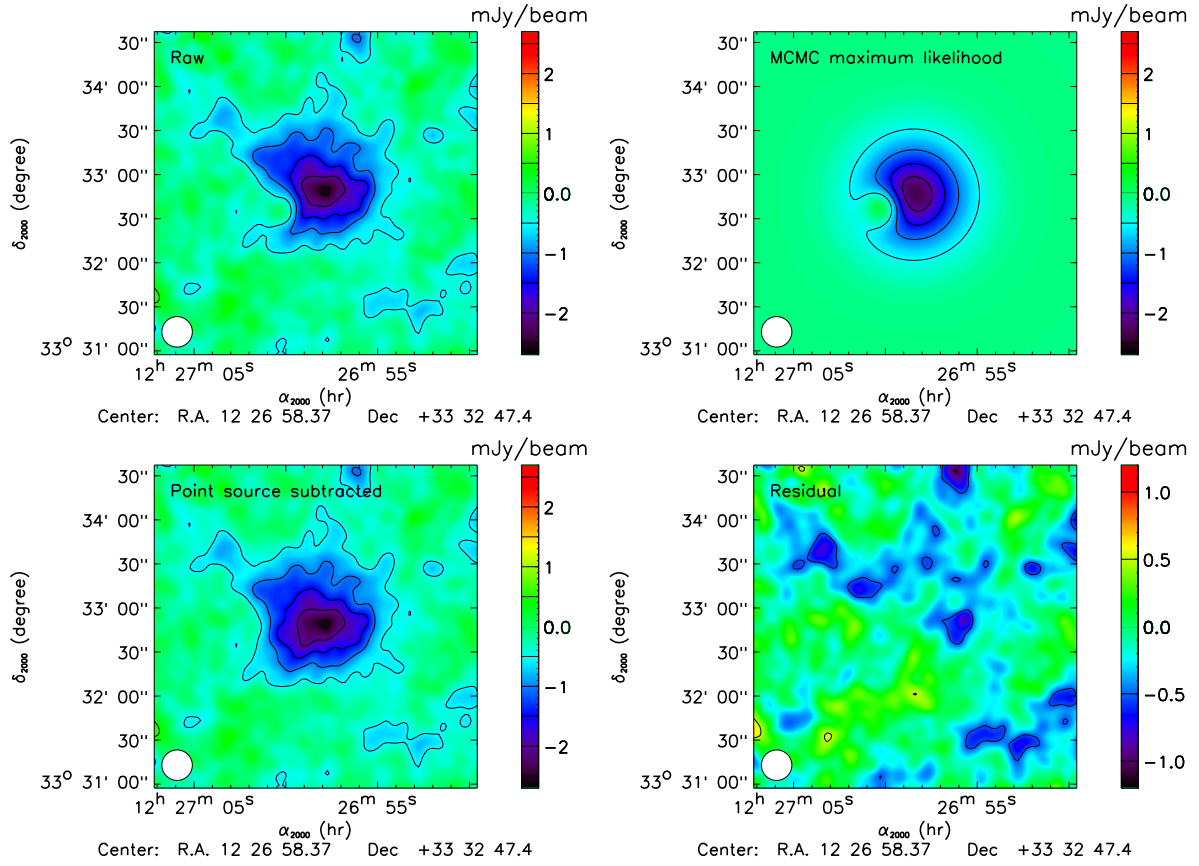


Figure 12.3 – **Haut-gauche** : carte brute NIKA à 150 GHz. **Haut-droite** : meilleur ajustement MCMC comprenant le signal tSZ et PS260. **Bas-gauche** : carte soustraite de la source ponctuelle uniquement. **Bas-droite** : résidu entre la carte brute et le modèle tSZ+PS260. Les contours sont espacés de 0.5 mJy/beam.

12.4.2 Morphologie

12.4.2.1 Distribution radiale du signal

Les profils de paramètre de Compton calculés à partir du centre X sont présentés sur la figure 12.4 pour les deux longueurs d'onde NIKA. Le signal est détecté au niveau du profil jusqu'à environ 1 arcmin à 150 GHz. Les barres d'erreur sont statistiques uniquement et l'erreur d'étalonnage, ayant pour conséquence la multiplication de l'amplitude sur l'ensemble du profil par un facteur de biais, est représentée par la ligne pointillée. Les deux profils sont compatibles. On remarque néanmoins des pics distincts à 260 GHz qui pourraient indiquer la présence additionnelle de contaminants sub-millimétriques non détectés directement sur la carte à 260 GHz. En supposant un spectre de poussière standard, la contribution de ces sources serait négligeable à 150 GHz. En ajustant le profil à 260 GHz par celui à 150 GHz, pris comme modèle, nous obtenons une détection tSZ à 260 GHz de 7σ . Le χ^2 réduit est 0.95 pour 24 degrés de liberté.

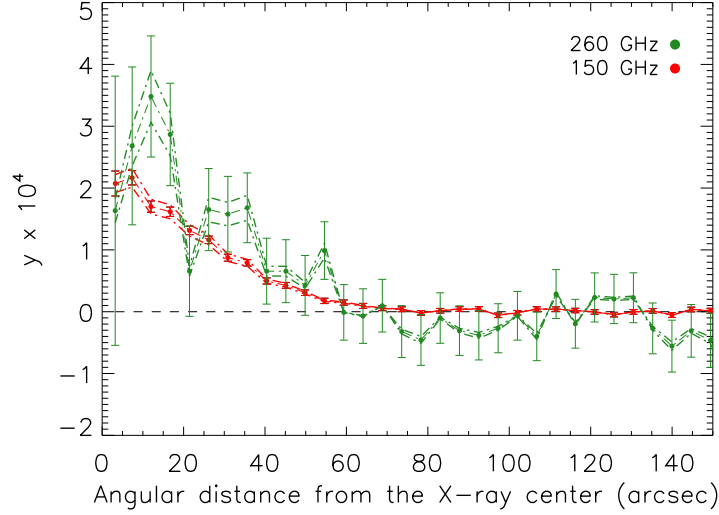


Figure 12.4 – Profil de paramètre de Compton y à 150 GHz en rouge et 260 GHz en vert. Les lignes pointillées donnent l’erreur systématique d’étalonnage. Les profils ne sont pas déconvolués de la fonction de transfert et du lobe.

12.4.2.2 Distribution du signal à deux dimensions

La figure 12.3 donne : la carte brute, celle du meilleur ajustement, la carte brute soustraite de PS260, et le résidu total, obtenus par l’analyse de maximum de vraisemblance. Après avoir soustrait PS260, CL J1226.9+3332 apparaît circulaire à la résolution de *NIKA*. La figure 12.5 donne un résumé multi-longueur d’onde de la morphologie de CL J1226.9+3332 et la carte de température calculée à partir de données X par [Maughan *et al.*, 2007]. L’amas est aligné en X et en tSZ et le signal étendu est clairement détecté jusqu’à une échelle d’environ 1 arcmin. La carte est morphologiquement cohérente avec les observations interférométriques de *SZA* [Joy *et al.*, 2001; Muchovej *et al.*, 2007; Mroczkowski *et al.*, 2009] et ne montre pas de signe de perturbation à grandes échelles. Cependant, le cœur de l’amas est allongé en direction de l’Ouest à des échelles de l’ordre (et plus petite) que le lobe de *NIKA*. En utilisant les observations à 90 GHz de *MUSTANG* avec un lobe effectif de 11 arcsec, [Korngut *et al.*, 2011] ont en effet détecté un excès de ~ 20 arcsec de long environ, 10 arcsec au Sud-Ouest du centre X. Ce résultat est cohérent avec la région plus chaude trouvée par [Maughan *et al.*, 2007] en utilisant les données X de *Chandra* et *XMM*, telle que représentée par la figure 12.5 de droite. De plus, les observations du télescope spatial *Hubble* ont permis à [Jee et Tyson, 2009] d’obtenir une carte de lentille gravitationnelle forte montrant la présence d’un pic secondaire dans la distribution de surface de masse dans cette région. Les données *NIKA* sont en accord avec le fait que CL J1226.9+3332 est relaxé à grandes échelles avec un cœur perturbé. Ce dernier étant probablement dû à la collision avec un sous-amas. Puisque *NIKA* est sensible à des échelles de l’ordre de 20 arcsec à quelques arcmin, ses données sont complémentaires à celles de *MUSTANG* à petites échelles ($\sim 10 - 45$ arcsec) et *SZA* sensible autour de quelques arcmin. Finalement, notons que la carte de résidu *NIKA* présente une asymétrie nord-sud qui est corrélée avec la carte de température obtenue par [Maughan *et al.*, 2007]. Le signal tSZ apparaît légèrement plus fort au nord (étant sous-estimé par notre modèle sphérique) là où le gaz est plus chaud, et plus faible au sud (respectivement surestimé) là où le gaz est plus froid.

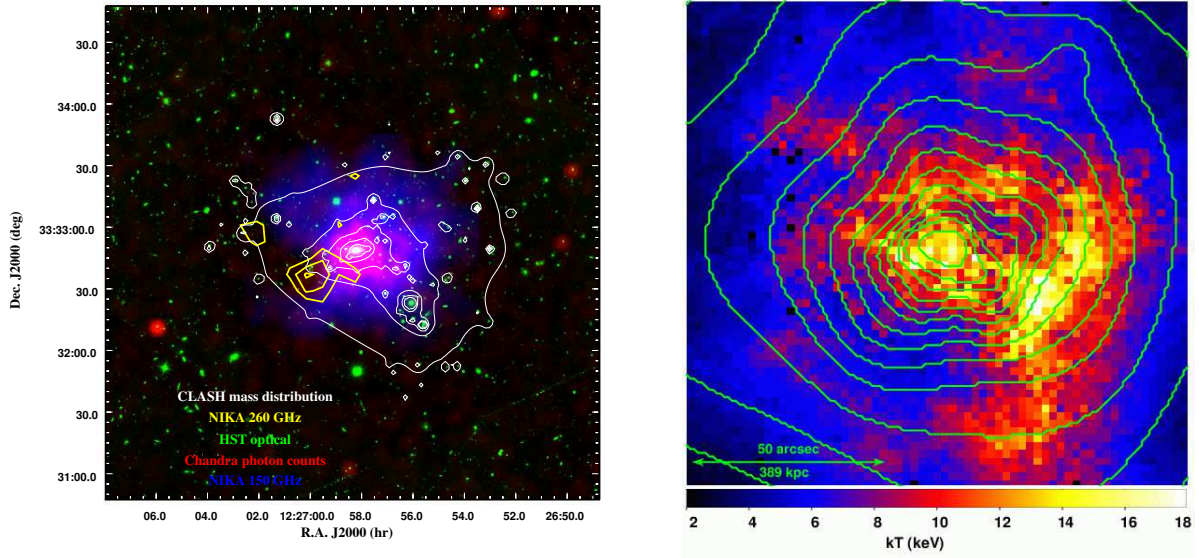


Figure 12.5 – **Gauche** : carte combinant le comptage de photons X par Chandra en rouge (*ObsID5014*), les cartes NIKA à 150 GHz en bleu et à 260 GHz avec les contours jaunes, les données optiques combinées CLASH en vert [Postman et al., 2012] obtenues avec le télescope spatiale Hubble, et la distribution de masse donnée par les contours blancs (obtenue par A. Zitrin et al. en utilisant les données CLASH). **Droite** : carte de température extraite de [Maughan et al., 2007]. Les contours verts donnent la carte de brillance de surface X .

12.4.3 Distributions radiales thermodynamiques et matérielles

Le meilleur ajustement de la densité électronique est représenté par la figure 12.6 avec les points de données du catalogue *ACCEPT* utilisés pour le réaliser. La différence entre les données et le meilleur ajustement normalisé par l'erreur (χ) est également représentée et montre que l'ajustement est correct à toutes les échelles. Puisque le meilleur ajustement MCMC de la densité ne dépend du choix des paramètres de pente du profil de pression que par les corrections relativistes (voir chapitre 10), on ne montre ici que le cas du modèle PPC et la différence entre les modèles n'est pas significative.

La figure 12.7 présente les distributions radiales de pression, température et entropie de l'ICM de CL J1226.9+3332 calculées à partir des données NIKA comme décrit au chapitre 10. Les trois jeux de modèles, PPC, NNN et FPC sont donnés.

La pression est bien caractérisée par NIKA, avec environ 10% d'erreur pour des rayons inférieurs à 500 kpc, et jusqu'à 25% à 1500 kpc pour PPC. Le profil est le mieux contraint là où NIKA est le plus sensible, c'est-à-dire à des distances du centre de l'amas proches de 250 kpc (~ 30 arcsec une fois projeté sur le ciel). Le profil PPC est qualitativement en accord avec celui obtenu par [Mroczkowski et al., 2009] malgré un choix différent de valeurs des pentes. En utilisant la même paramétrisation, NNN, un meilleur accord est obtenu en particulier à petites échelles là où ni les données NIKA ni les données SZA ne sont sensibles. Comme attendu, le relâchement de la contrainte sur a , dans le cas de FPC, augmente les barres d'erreur d'un facteur proche de 1.5. Du fait de la dégénérescence entre les paramètres, les différents modèles sont en accord entre eux là où NIKA est directement sensible. En revanche, ils dévient de 1σ à très petites et très grandes échelles. Ces différences se propagent directement dans les autres quantités telles que discutées ci-dessous.

Le profil de température, calculé à partir de la pression et de la densité, présente un cœur

chaud d'environ 15 keV. La température décroît ensuite progressivement vers l'extérieur et atteint 5 keV autour de 1500 kpc. Pour le modèle PPC, l'incertitude est de 10–15%. Le profil est légèrement plus élevé, mais compatible dans les barres d'erreur, avec celui mesuré par [Mroczkowski *et al.*, 2009] avec *SZA* et par [Maughan *et al.*, 2007] via une étude détaillée en X des données de *Chandra* et *XMM*. Les trois modèles testés sont compatibles entre eux. Néanmoins, on remarque que la pente interne du profil de pression, c , obtenue par [Comis *et al.*, 2011] semble indiquer un cœur plus froid en dessous de 200 kpc, ce qui n'est pas le cas avec NNN. Cela vient du fait que la température, *i.e.* le rapport entre la pression et la densité, est directement reliée à la pente interne du profil de pression. D'autres observations tSZ à plus haute résolution angulaire seraient nécessaires pour contraindre le paramètre c .

Le profil d'entropie est généralement bien décrit par $K(r) = K_0 + K_{100} \left(\frac{r}{100 \text{ kpc}} \right)^{\alpha_K}$ ¹. Une entropie centrale élevée est attendue pour CL J1226.9+3332 du fait que son cœur est perturbé. Le profil obtenu, représenté sur une échelle logarithmique, est bien décrit par une simple loi de puissance là où il est bien contraint par *NIKA* ($\gtrsim 100$ kpc). Puisque c est fixé à 0.014 d'après [Comis *et al.*, 2011] dans notre modèle de référence, qui devrait bien extrapoler la pression aux petites échelles, nous attendons que l'entropie soit correctement décrite à des échelles inférieures à 100 kpc mais nous nous limitons à une discussion qualitative. Le profil d'entropie montre des signes d'aplatissement au centre avec une entropie centrale élevée supérieure à 100 keV cm², indiquant que CL J1226.9+3332 n'est pas relaxé à petites échelles. A grands rayons, la pente semble changer, mais les barres d'erreur deviennent trop grandes pour que l'effet soit mesurable significativement. Cette discussion est également valide pour le modèle NNN, même si l'entropie centrale dévie de plus de 1 σ par rapport aux deux autres. Notre modèle de base est compatible avec les résultats de [Maughan *et al.*, 2007]. A grands rayons cependant, le profil NNN est en meilleur accord avec l'analyse X.

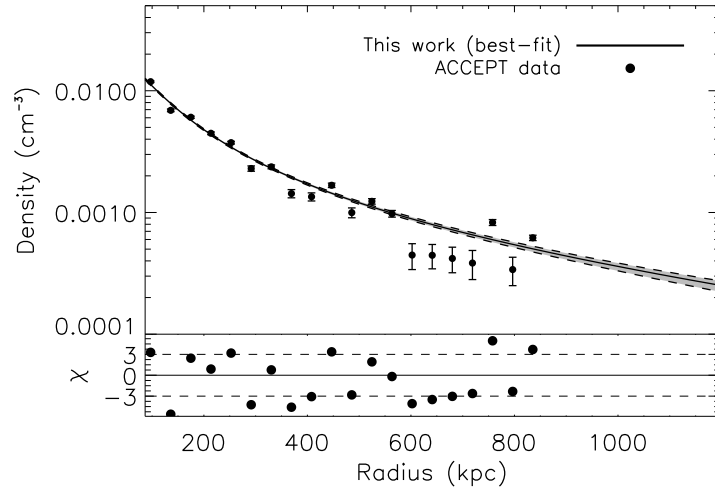


Figure 12.6 – Profil de densité en fonction de la distance radiale physique du centre de l'amas. Les données sont celles du catalogue ACCEP [Cavagnolo *et al.*, 2009] tel que discuté dans ce chapitre et au chapitre 10. La ligne pleine représente le meilleur ajustement MCMC et les contours gris l'incertitude à 1 σ . La différence entre les données et le meilleur ajustement normalisé par l'erreur des données est aussi représentée en bas.

1. Voir par exemple [Pratt *et al.*, 2010; Cavagnolo *et al.*, 2009] et le chapitre 10.

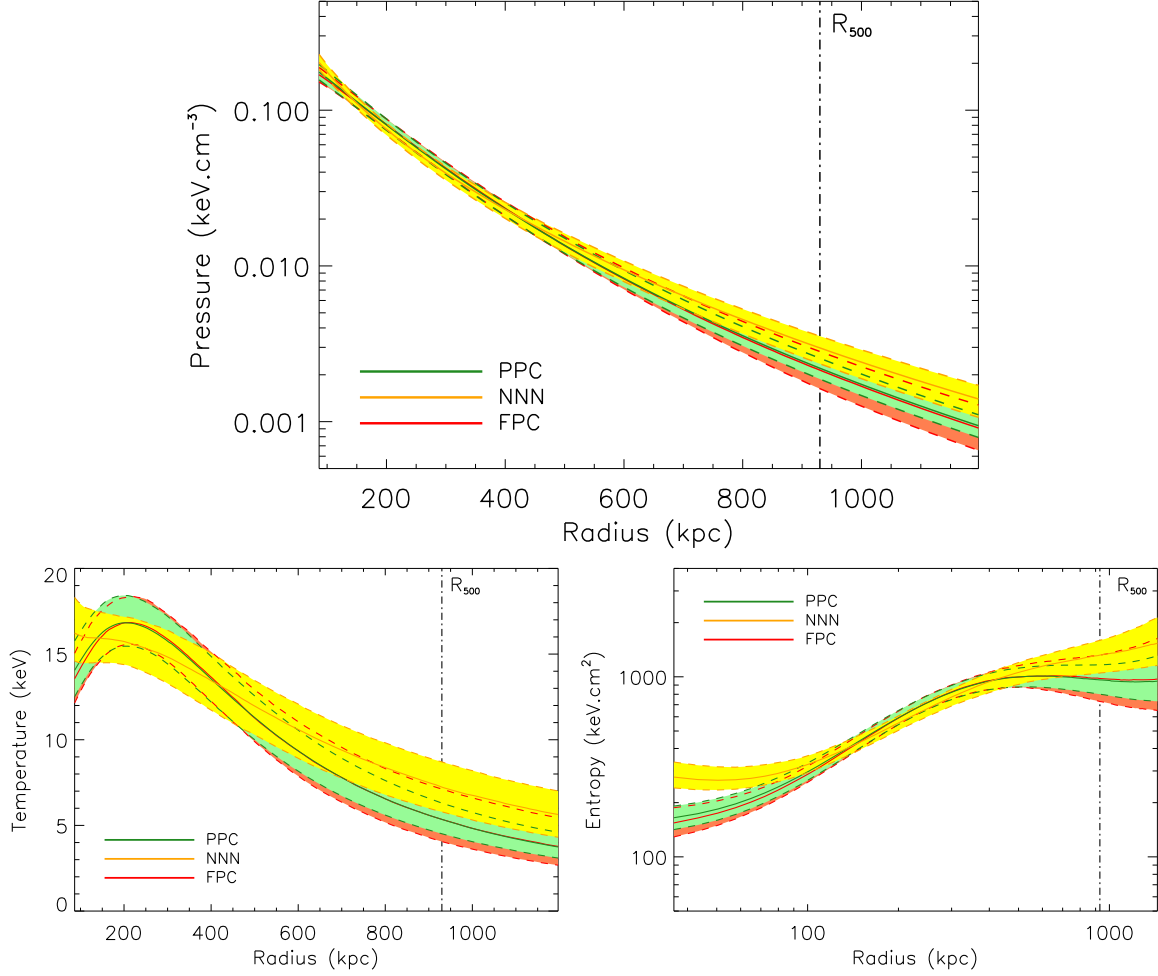


Figure 12.7 – Profils radiaux tridimensionnels de pression (haut), température (bas gauche) et entropie (bas droite). Les contraintes sont données par les contours de confiance à 68% pour les paramétrisations PPC, NNN et FPC en vert, jaune et rouge, respectivement. Une fois projetée, une distance de 500 kpc correspond à environ 1 arcmin à la distance de l’amas.

Les profils radiaux de masse hydrostatique et de fraction de gaz sont présentés dans la figure 12.8. Le profil de masse permet d’extraire le rayon $R_{500} = 930^{+50}_{-43}$ kpc, ce qui donne $M_{500} = 5.96^{+1.02}_{-0.79} \times 10^{14} M_{\odot}$, compatible avec les résultats précédents (e.g. [Mroczkowski et al., 2009; Maughan et al., 2007]). Nous obtenons une fraction de gaz enclose dans R_{500} de $f_{\text{gas}}(R_{500}) = 0.146^{+0.041}_{-0.030}$. Les masses totales PPC et NNN sont compatibles à toutes les échelles. Des petites différences sont notables là où *NIKA* n’est pas sensible (en dessous de 100 kpc). Le profil FPC est compatible avec les deux autres et présente de plus grandes barres d’erreur. Les résultats sont similaires pour la fraction de gaz, pour laquelle PPC apparaît plus plat en dessous de 200 kpc, alors que NNN continue de diminuer. En supposant la fraction de gaz de CL J1226.9+3332 représentative du contenu matériel de l’Univers, nous comparons la valeur obtenue à celle attendue d’après le contenu en matière noire et en baryon donné par [Planck Collaboration et al., 2013b]. La valeur prédite par [Planck Collaboration et al., 2013b] est alors $f_{\text{gas}} = \frac{\Omega_b}{\Omega_c + \Omega_b} = 0.156$, compatible avec notre mesure dans ses barres d’erreur à $r = R_{500}$.

Finalement, notons que la distribution *a posteriori* sur l’ICM de CL J1226.9+3332 est compatible pour chaque paramétrisation employée avec le flux intégré *Planck*, $Y_{\Omega(15')} = (0.94 \pm 0.36) \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$. Les résultats principaux de l’analyse sont résumés dans la table 12.3.

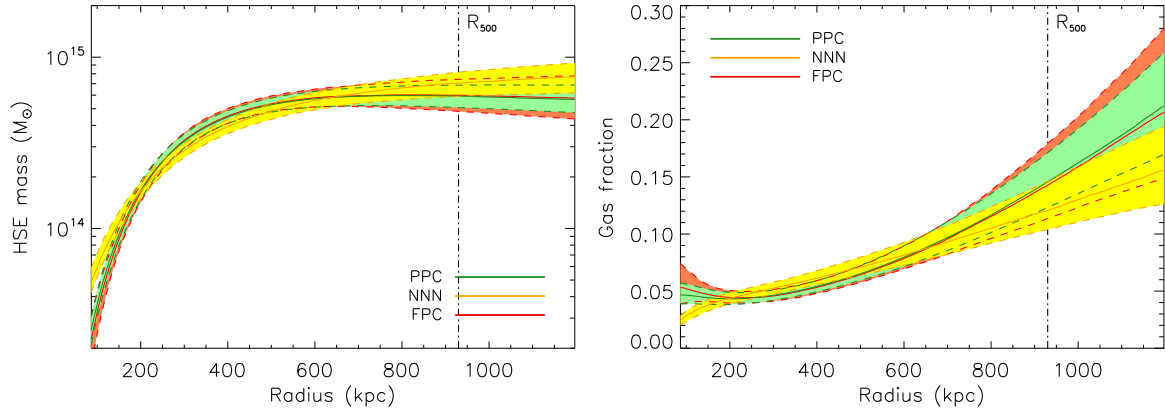


Figure 12.8 – Meilleur ajustement dérivé des profils radiaux de masse hydrostatique (HSE, gauche) et de fraction de gaz (droite). Le code couleur est le même que pour la figure 12.7.

Table 12.3 – Résultats principaux de l’analyse MCMC. Les erreurs sont données à 68% de niveau de confiance.

Profil de pression PPC	
M_{500}	$5.96^{+1.02}_{-0.79} \times 10^{14} M_{\odot}$
R_{500}	$930^{+50}_{-43} \text{ kpc}$
θ_{500}	$1.93^{+0.10}_{-0.09} \text{ arcmin}$
$f_{\text{gas}}(R_{500})$	$0.146^{+0.041}_{-0.030}$
Y_{500}	$0.598^{+0.063}_{-0.060} \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$
Profil de pression FPC	
M_{500}	$6.10^{+1.52}_{-1.06} \times 10^{14} M_{\odot}$
R_{500}	$937^{+72}_{-58} \text{ kpc}$
θ_{500}	$1.95^{+0.15}_{-0.12} \text{ arcmin}$
$f_{\text{gas}}(R_{500})$	$0.144^{+0.062}_{-0.038}$
Y_{500}	$0.603^{+0.098}_{-0.070} \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$
Profil de pression NNN	
M_{500}	$7.30^{+1.52}_{-1.34} \times 10^{14} M_{\odot}$
R_{500}	$995^{+65}_{-65} \text{ kpc}$
θ_{500}	$2.07^{+0.13}_{-0.13} \text{ arcmin}$
$f_{\text{gas}}(R_{500})$	$0.129^{+0.041}_{-0.025}$
Y_{500}	$0.717^{+0.117}_{-0.095} \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$
Source ponctuelle PS260	
Flux à 150 GHz	$1.9 \pm 0.2 \text{ (stat.)} \pm 0.1 \text{ (cal.) mJy}$
Flux à 260 GHz	$6.8 \pm 0.7 \text{ (stat.)} \pm 1.0 \text{ (cal.) mJy}$
Meilleure position d’ajustement à 260 GHz R.A.	12h 27m 0.01s
Meilleure position d’ajustement à 260 GHz Dec.	$33^{\circ} 32' 42.0''$

12.5 Test des relations d’échelle à haut redshift

Le satellite *Planck* a récemment délivré le plus grand catalogue tSZ existant (1227 objets, voir [Planck Collaboration et al., 2013a]). Pour l’utiliser en cosmologie, [Planck Collaboration

[et al., 2013c](#)] ont étalonné la relation entre $Y_{\theta_{500}} \equiv Y_{500}$ et M_{500} ,

$$E(z)^{-2/3} \left[\frac{D_A^2 Y_{500}}{10^{-4} \text{Mpc}^2} \right] = 10^{-0.19 \pm 0.02} \left[\frac{(1-b)M_{500}}{6 \times 10^{14} \text{M}_{\odot}} \right]^{1.79 \pm 0.08}. \quad (12.1)$$

La fonction $E(z)$ est le rapport entre le paramètre de Hubble au redshift z et aujourd’hui, $H(z)/H_0$ et le terme $(1-b)$ correspond au biais hydrostatique, tel que

$$M_{500}^{\text{HSE}} = (1-b)M_{500}. \quad (12.2)$$

Ici, on suppose $b = 0.2$ tel qu’utilisé dans [\[Planck Collaboration et al., 2013c\]](#).

Pour montrer le potentiel de *NIKA2* dans le cadre des futurs programmes dédiés au tSZ, nous présentons une comparaison entre les caractéristiques mesurées pour CL J1226.9+3332 à haut redshift, en terme de profil de pression et de relation d’échelle tSZ–masse, à celles utilisées par *Planck* [\[Planck Collaboration et al., 2013d; Planck Collaboration et al., 2013c\]](#). Le panneau gauche de la figure 12.9 donne une comparaison entre le profil de pression normalisé de CL J1226.9+3332, à $z = 0.89$, et celui obtenu pour 62 amas proches par [\[Planck Collaboration et al., 2013d\]](#). La normalisation tient compte de la dépendance en masse avec le facteur

$$f(M) = \left(\frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} \text{M}_{\odot}} \times \frac{H_0}{70 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}} \right)^{0.12}, \quad (12.3)$$

tel que détaillé dans [\[Planck Collaboration et al., 2013d\]](#). Les données *NIKA* montrent que le profil normalisé est parmi les plus élevés, mais ne montre pas d’indication significative d’évolution dans les barres d’erreur. De plus, notons que les barres d’erreur dépendent ici du modèle sous-jacent utilisé et ne reflètent pas l’incertitude complète des données. L’évolution du profil de pression avec le redshift a été testée statistiquement récemment en utilisant les données *Chandra* de 80 amas observés par *SPT* [\[McDonald et al., 2014\]](#), avec le bin le plus haut centré sur le redshift $z = 0.82$. Aucune indication significative n’est observée mis à part dans le cœur des amas et les données semble en accord avec une évolution standard.

Sur le panneau droit de la figure 12.9, nous présentons, pour CL J1226.9+3332, Y_{500} en fonction de M_{500} . Pour comparaison, nous représentons également la loi d’échelle de [\[Planck Collaboration et al., 2013c\]](#) et les données correspondantes aux 71 amas utilisés pour l’étalonnage. Le redshift moyen de l’échantillon est 0.195 avec un maximum de 0.447. L’amas CL J1226.9+3332, à $z = 0.89$, est cohérent avec la loi d’échelle. Ce point de donnée unique n’autorise pas à tirer de conclusion sur l’évolution en redshift. Cependant, ces résultats illustrent le fait qu’avec quelques dizaines d’amas observés à haute résolution angulaire et à haut redshift, *NIKA2* sera capable d’étalonner avec précision l’évolution en redshift des lois d’échelle entre l’effet tSZ et la masse des amas.

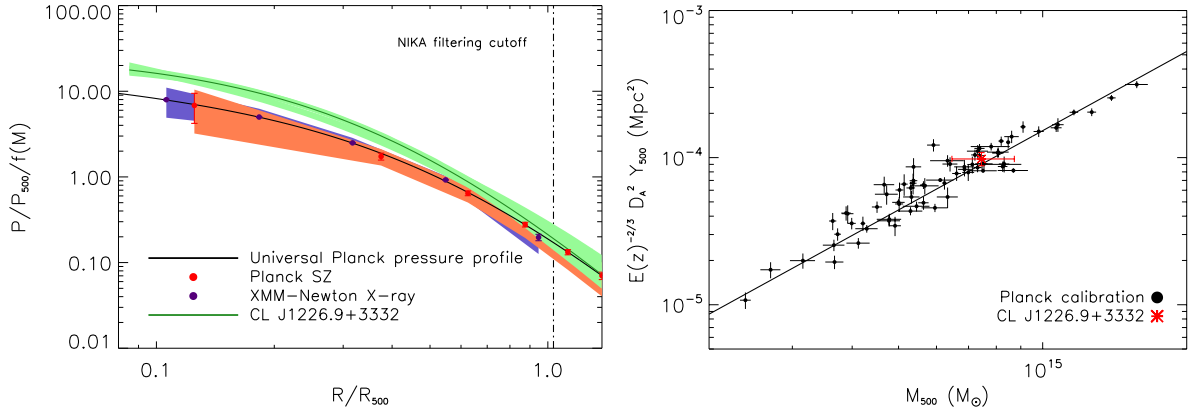


Figure 12.9 – **Gauche** : profil universel de pression (ligne noire) représenté avec le meilleur ajustement obtenu pour CL J1226.9+3332 en vert avec son erreur à 1σ . Le profil moyen Planck des 62 amas de l'échantillon utilisé est donné par les points rouges et le profil empilé calculé à partir des données XMM pour le même échantillon est aussi donné par les points violets [Planck Collaboration et al., 2013d]. La dispersion autour des profils X et tSZ est donnée par les contours de même couleur. L'échelle à partir de laquelle NIKA n'est plus sensible de par le filtrage causé par la réduction des données est représentée en pointillés. **Droite** : étalonnage Planck entre Y_{500} et M_{500} [Planck Collaboration et al., 2013c] représenté avec le point obtenu par NIKA pour CL J1226.9+3332 dans le cas de la paramétrisation PPC en rouge. La loi d'échelle est donnée par la ligne noire et les points de données noirs sont les amas utilisés pour l'obtenir.

12.6 Conclusions

La caméra NIKA a été utilisée pour observer l'amas à haut redshift CL J1226.9+3332. Il s'agit de la première mesure résolue aux fréquences de NIKA. Les cartes à 150 GHz et 260 GHz ont permis de cartographier le signal tSZ d'une part, et d'identifier les contaminants infrarouges d'autre part. De plus, la première détection tSZ à 260 GHz avec NIKA a été réalisée sur cet amas. La morphologie de CL J1226.9+3332 a révélé un amas relaxé à grandes échelles avec un cœur perturbé, en accord avec les observations précédentes dans d'autres longueurs d'onde.

L'analyse par MCMC a permis de contraindre les distributions thermodynamiques et matérielles d'un amas à haut redshift en combinant les données NIKA à celles du catalogue AC-CEPT et du flux intégré Planck. CL J1226.9+3332 est chaud avec un cœur d'environ 15 keV. L'entropie montre des signes d'aplatissement au centre en accord avec l'état dynamique de l'amas identifié sur les cartes. En supposant l'équilibre hydrostatique, la masse totale obtenue est $M_{500} = 5.96_{-0.79}^{+1.02} \times 10^{14} M_{\odot}$ dans $R_{500} = 930_{-43}^{+50}$ kpc. Ces résultats sont compatibles dans leurs barres d'erreur avec les résultats des observations précédentes en X et tSZ.

Finalement, cette analyse a permis de caractériser les possibilités de contraintes sur l'ICM des amas à haut redshift avec NIKA2. Dans ce but, les résultats obtenus sur CL J1226.9+3332 ont été comparés aux lois d'échelle et au profil universel de pression utilisé pour la cosmologie avec les amas Planck.

13

Etude pilote pour *NIKA2* : influence de la contamination des sources infrarouges et radio sur la reconstruction de la distribution de pression

Sommaire

13.1 Une approche multi-longueur d'onde	202
13.1.1 Les données <i>NIKA</i>	202
13.1.2 Données externes et comparaison multi-longueur d'onde	202
13.2 Sources ponctuelles radio et infrarouges	205
13.2.1 Sources radio	205
13.2.2 Sources infrarouges	206
13.2.3 Comparaison du profil de brillance	208
13.3 Reconstruction des distributions radiales de l'ICM	209
13.3.1 Méthodologie	209
13.3.2 Résultats	210
13.4 Conclusions	213

L'amas MACS J1423.8+2404 a été choisi pour être observé au cours du Run8 en tant qu'amas très relaxé typique. En pratique, on verra qu'il s'avère être fortement contaminé par la présence de nombreuses sources. L'un des défis les plus importants auquel il sera nécessaire de faire face avec *NIKA2* sera la soustraction de la contamination par de tels objets dans les amas ; MACS J1423.8+2404 est ainsi la source idéale pour développer les outils nécessaires afin d'en tenir compte. En effet, les amas de galaxies sont constitués principalement de matière noire, de gaz, mais aussi de galaxies. Celles-ci peuvent abriter des sources radio ou une quantité significative de poussière, en plus de sources éventuelles hors de l'amas présentes dans le champ de vue. Dans le contexte des observations tSZ, ces objets apparaissent comme des sources ponctuelles contaminant le signal recherché. MACS J1423.8+2404 est un amas à cœur froid massif issu du catalogue MACS (*MAssive Cluster Survey* [Ebeling *et al.*, 2001]) à $z = 0.545$, qui contient à la fois des sources radio et des galaxies sub-millimétriques, ce qui en fait un objet idéal pour cette étude. Alors que les galaxies poussiéreuses peuvent être identifiées par *NIKA* à 260 GHz, tel que démontré dans les chapitres 11 et 12, les sources radio nécessitent des données basses fréquences supplémentaires.

Dans ce chapitre, nous commencerons par présenter les données à disposition concernant MACS J1423.8+2404, y compris les données *NIKA*. Nous nous concentrerons ensuite sur les sources ponctuelles, d’abord radio puis infrarouges. Enfin, nous étudierons l’impact de ces contaminants sur la reconstruction du profil de pression et des autres distributions thermodynamiques et matérielles radiales extraites en combinaison avec les données X.

13.1 Une approche multi-longueur d’onde

13.1.1 Les données *NIKA*

Les données *NIKA* ont été obtenues pendant la même campagne que celle de CL J1226.9+3332 et nous nous référons au chapitre 12 pour la procédure d’étalonnage et ses incertitudes. Un total de 1.47 heures a été obtenu sur la source. Les conditions atmosphériques étaient stables et l’opacité moyenne a été mesurée à une valeur de 0.14 et 0.15, à la position de la source, à 150 et 260 GHz, respectivement. L’élévation moyenne de la source était de 30.8 degrés. Le centre de pointage a été choisi à (R.A., Dec.) = (14h23m47.8s, +24°04’40.0”), basé sur le catalogue *ACCEPT* [Cavagnolo *et al.*, 2009].

Les cartes *NIKA* brutes obtenues sont présentées sur la figure 13.1. Le canal à 150 GHz révèle un signal négatif tel qu’attendu pour l’effet tSZ, avec un maximum de décrément à 5σ . La morphologie est celle d’un anneau, cohérent avec la présence d’une source radio au centre de l’amas, qui compense le flux tSZ. La carte à 260 GHz ne présente pas de signal tSZ diffus significatif, que l’on attend à ~ 1 mJy/beam d’après l’extrapolation du signal à 150 GHz, et qui est inférieur à la déviation standard du bruit. Cette dernière est élevée du fait du temps d’intégration très court. Nous observons néanmoins deux pics atteignant 3σ autour des coordonnées (R.A., Dec.) = (14h23m53s, +24°03’45”) et (R.A., Dec.) = (+14h23m48s, +24°04’15”), qui semblent indiquer la présence de sources sub-millimétriques. La section 13.2 discutera en détails de cette contamination.

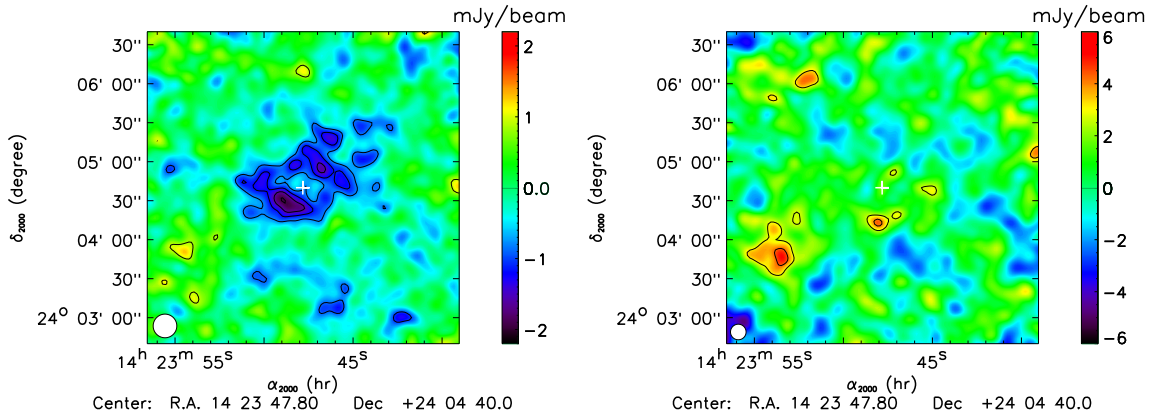


Figure 13.1 – Cartes *NIKA* brutes à 150 GHz (gauche) et 260 GHz (droite) en unité de brillance de surface. La signification du signal est donnée par les contours commençant à $\pm 2\sigma$ et par pas de 1σ . Les cartes sont lissées par un lobe gaussien de 10 arcsec de FWHM. Le disque blanc en bas à gauche donne le lobe effectif. La croix blanche donne le centre X d’après *ACCEPT* [Cavagnolo *et al.*, 2009].

13.1.2 Données externes et comparaison multi-longueur d’onde

En plus de *NIKA*, nous utilisons des données résolues multi-longueur d’onde de l’amas MACS J1423.8+2404 afin d’obtenir une image détaillée de sa physique. Les données externes

sont également nécessaires pour caractériser les sources ponctuelles efficacement, puis extraire les propriétés thermodynamiques du gaz et la masse totale de l’amas. La liste des données externes utilisées est présentée ici et illustrée sur la figure 13.2.

- Les observations par VLA (*Very Large Array*) en direction de MACS J1423.8+2404 à 4.8 GHz par [LaRoque *et al.*, 2003] ont été utilisées pour mesurer le flux et la position des sources radio. Deux sources, dont les positions sont indiquées sur la figure 13.3, ont été détectées dans le champ *NIKA*. VLA est utilisé comme référence ici. La table 13.1 donne le flux et la position des sources aux fréquences radio. Les données de FIRST à 1.4 GHz (*Faint Images of the Radio Sky at Twenty-Centimeters* [Becker *et al.*, 1995]) sont aussi utilisées pour comparaison visuelle.
- Nous utilisons les données Herschel SPIRE [Griffin *et al.*, 2010] et PACS [Poglitsch *et al.*, 2010] obtenues lors du programme HLS (*Herschel Lensing Survey* [Egami *et al.*, 2010; Rawle *et al.*, 2012])¹. Elles consistent en un catalogue de sources identifiées ainsi que leurs cartes de brillance associées. Les flux sont combinés aux contraintes *NIKA* pour caractériser la SED des sources à la section 13.2. Les observations Herschel complètent bien celles de *NIKA* en termes de longueurs d’onde, 500, 350, 250, 160 et 100 μm , et de résolutions angulaires, respectivement de FWHM de 36, 25, 18, 12, 7.7 arcsec. On notera que les données Herschel ont été mises à disposition après celles de *NIKA* afin de confirmer la présence des deux sources sub-millimétriques détectées.
- Les données du Télescope Spatial Hubble (HST) issues du programme CLASH (*Cluster Lensing And Supernova Survey with Hubble* [Postman *et al.*, 2012]) sont utilisées pour identifier les galaxies en optique. De plus, nous utilisons la distribution de surface de masse produite grâce à l’effet de lentille gravitationnelle fort reconstruit par [Zitrin *et al.*, 2011] à partir des données de CLASH.
- Les cartes de nombre de coups de photons X par *Chandra* (ObsID04195) sont utilisées pour tracer la densité du gaz. Le profil radial de la densité électronique du catalogue *ACCEPT* [Cavagnolo *et al.*, 2009] est de plus combiné aux données *NIKA* à la section 13.3.

La figure 13.3 présente une image multi-longueur d’onde de MACS J1423.8+2404. L’amas est de type cœur froid (voir par exemple [Kartaltepe *et al.*, 2008]) avec une température centrale très basse (~ 2 keV) et un pic à ~ 8 keV autour de 300 kpc [Morandi *et al.*, 2010]. La carte *Chandra* montre une morphologie relaxée avec un cœur très piqué et une absence de sous-structure significative [Guennou *et al.*, 2014]. L’amas est légèrement allongé avec son axe principal orienté à 45 degrés par rapport à l’axe R.A. Le modèle de distribution de surface de masse calculé par [Limousin *et al.*, 2010] et [Zitrin *et al.*, 2011] s’accorde sur le fait que MACS J1423.8+2404 est elliptique et relaxé. [Limousin *et al.*, 2010] reporte une masse de $M(< 65 \text{ arcsec}) = 4.3 \pm 0.6 \times 10^{14} M_{\odot}$ dans un rayon de 65 arcsec confirmant que MACS J1423.8+2404 est un système massif. L’image HST est dominée par la galaxie centrale la plus brillante (BCG pour *Brightest Cluster Galaxy*) qui coïncide avec le pic X. La distribution des galaxies ne révèle pas la présence de groupe particulier qui indiquerait une éventuelle collision d’amas. La BCG abrite un AGN visible tel une source ponctuelle en radio [LaRoque *et al.*, 2003; Condon *et al.*, 1998; Coble *et al.*, 2007; Bonamente *et al.*, 2012]. Elle est responsable de la présence de deux cavités dans l’image *Chandra* [Hlavacek-Larrondo *et al.*, 2012] causées par les jets associés à l’activité de l’AGN. Une autre source radio est située à environ 1.5 arcmin au sud-ouest du centre X. De nombreuses galaxies sub-millimétriques, soit lentillées, soit appartenant à l’amas lui-même, sont détectées par Herschel, dont deux coïncident avec les excès visibles à 260 GHz avec *NIKA*. En utilisant toutes les fréquences Herschel, un total de 17 sources est identifié. Le signal tSZ à 150 GHz entoure le cœur de l’amas. Le manque de signal tSZ mesuré au centre X de l’amas coïncide avec la BCG

1. Mises à disposition par K. Dassas et B. Hasnoun, ObsID1342188159, ObsID1342188215 et ObsID1342188216.

et résulte de l'annulation de l'émission tSZ et radio de l'AGN.

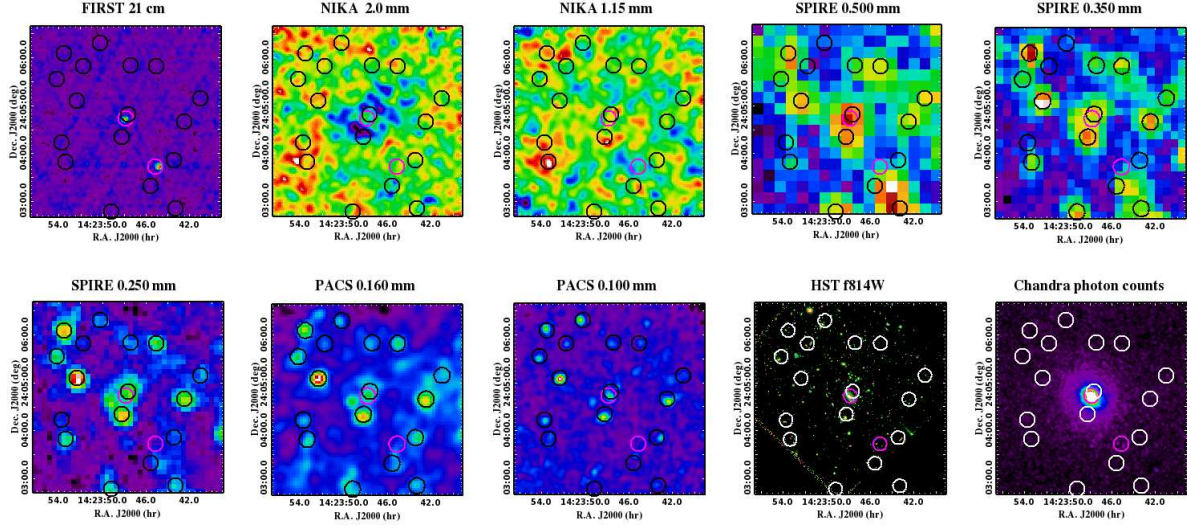


Figure 13.2 – *Jeux de données multi-longueur d'onde disponibles pour MACS J1423.8+2404. L'origine des données est indiquée en haut de chaque carte. Les cartes ont été lissées et leur échelle de couleur a été adaptée pour des raisons visuelles. Les cercles de rayon 10 arcsec donnent la position des sources ponctuelles, en blanc ou noir pour les sources infrarouges et magenta pour les sources radio.*

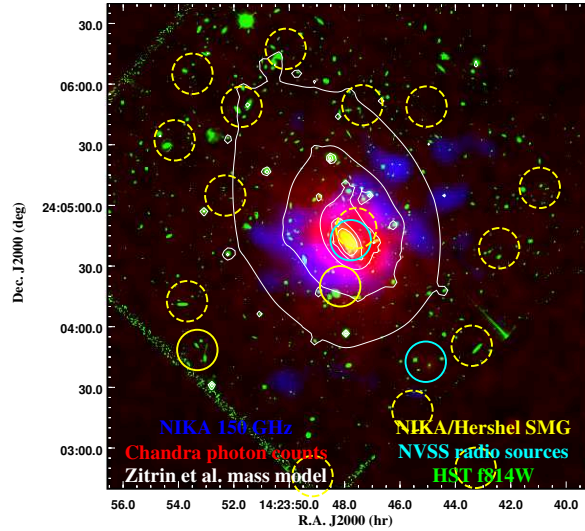


Figure 13.3 – *Image composite multi-longueur d'onde de MACS J1423.8+2404. Bleu : carte NIKA à 150 GHz. Rouge : carte de nombre de coups de photons par Chandra (ObsID04195). Contours blanc : modèle de densité de surface de masse obtenue par [Zitrin et al., 2011] et donné sur une échelle linéaire. Cercles jaunes : position des candidats (sub)-millimétriques identifiés par NIKA à 260 GHz et Herschel (ligne pleine) et identifiés par Herschel uniquement (ligne pointillée). Cyan : position des sources radio d'après VLA [LaRoque et al., 2003]. Vert : image HST du programme CLASH [Postman et al., 2012] en utilisant le filtre F814W et donnant la position des galaxies optiques.*

13.2 Sources ponctuelles radio et infrarouges

13.2.1 Sources radio

Comme discuté dans la section 13.1.2, le champ couvert par *NIKA* autour de l’amas de galaxies MACS J1423.8+2404 est contaminé par deux sources radio. La première, notée RS1 dans la suite, est située dans la BCG au centre X. La deuxième, RS2, est située à environ 1.5 arcmin au sud-ouest du centre X. Le flux de RS1 a été mesuré à des fréquences entre 1.4 et 30 GHz alors que celui de RS2 est uniquement mesuré à 1.4 et 4.8 GHz. Les mesures sont listées dans la table 13.1.

Afin d’estimer le flux attendu de chaque source dans les bandes passantes de *NIKA*, ces dernières sont modélisées par un spectre en loi de puissance qui ajuste bien les points photométriques,

$$F_\nu = F_{1\text{ GHz}} \left(\frac{\nu}{1\text{ GHz}} \right)^{\alpha_{\text{radio}}}. \quad (13.1)$$

Les flux donnés dans la table 13.1 sont utilisés pour ajuster l’amplitude de la SED, $F_{1\text{ GHz}}$, et sa pente, α_{radio} . Les paramètres de meilleur ajustement sont donnés dans la table 13.2 pour les deux sources. Nous simulons alors un jeu de SED échantillonnant les paramètres dans leur barre d’erreur respective et en prenant en compte leur covariance pour échantillonner l’espace des paramètres autorisés par les données en termes de densité de probabilité. Chaque jeu de SED est ensuite intégré dans les bandes passantes de *NIKA* pour prédire le flux attendu à 150 et 260 GHz. L’histogramme des valeurs obtenues pour chaque réalisation donne la densité de probabilité de chaque flux. La moyenne et l’écart-type des distributions, donnés dans la table 13.2 pour chaque cas, sont utilisés comme valeur de flux et d’erreur dans les bandes passantes de *NIKA*. On notera que le flux de RS2 est trop faible pour qu’elle soit détectée par *NIKA* et son importance est marginale du fait de sa position éloignée du centre de l’amas.

Table 13.1 – *Positions et flux (en mJy) des sources radio présentes dans les 4×4 arcmin² autour du champ NIKA de MACS J1423.8+2404.*

Source	Position	1.4 GHz	4.8 GHz	28.5 GHz	30 GHz
RS1	14h23m47.78s +24°04’42.8 ^(a)	$8.0 \pm 1.1^{(b)}$	$4.40 \pm 0.03^{(a)}$	$1.49 \pm 0.12^{(c)}$	$2.0 \pm 0.2^{(d)}$
RS2	14h23m45.07s +24°03’42.7 ^(a)	$7.2 \pm 0.5^{(b)}$	$2.72 \pm 0.03^{(a)}$	–	–

^(a) VLA [LaRoque *et al.*, 2003], ^(b) NVSS [Condon *et al.*, 1998], ^(c) OVRO/BIMA [Coble *et al.*, 2007],

^(d) SZA [Bonamente *et al.*, 2012]

Table 13.2 – *Paramètres de meilleur ajustement des sources radio et extrapolation du flux dans les bandes passantes de NIKA. La dégénérescence entre la pente α_{radio} et l’amplitude $F_{1\text{ GHz}}$ est prise en compte lors de l’extrapolation (voir le texte pour le détail). Les flux sont exprimés en mJy.*

Source	$F_{1\text{ GHz}}$	α_{radio}	150 GHz	260 GHz
RS1	10.39 ± 0.30	-0.548 ± 0.001	0.674 ± 0.076	0.538 ± 0.070
RS2	9.39 ± 0.69	-0.790 ± 0.003	0.184 ± 0.036	0.130 ± 0.029

13.2.2 Sources infrarouges

Nous utilisons le catalogue Herschel donnant la position, le flux et son erreur pour les sources identifiées individuellement dans chaque bande. Le canal à 250 μm est le plus complet et il est utilisé comme référence pour définir la position des sources et leur label. Les sources correspondantes dans les autres canaux sont alors identifiées à partir de leur position par rapport à celles à 250 μm . Du fait du lobe relativement large à 500 et 350 μm , quelques sources sont indiscernables de leurs voisines et sont rejetées ici. Deux sources (sur les dix-sept) ne sont pas présentes à 250 μm et nous utilisons leur position donnée à 100 μm . Le catalogue est présenté dans la table 13.3.

Le flux des sources sub-millimétriques est mesuré à 150 et 260 GHz avec *NIKA* tel que décrit au chapitre 8 en fixant leur position à celle de la table 13.3. Le filtrage de la réduction des données, $\sim 15\%$ pour les sources ponctuelles, est estimé spécifiquement et corrigé. L'erreur sur les flux est calculée par Monte-Carlo à partir de réalisation de bruit (voir chapitre 8) comme pour tous les résultats présentés dans ce chapitre. Aucune correction de couleur n'est appliquée, mais le spectre attendu pour les sources est proche de celui d'Uranus, utilisé comme calibrateur primaire, de sorte que les corrections sont négligeables ($\sim 1\text{--}2\%$). Les flux obtenus et leurs erreurs sont résumés dans la table 13.3 avec ceux de Herschel. Dans le cas du canal à 150 GHz, le flux des sources SMG02 et SMG05 ne sont pas ajustés puisqu'elles sont proches du centre, où la contribution tSZ est très importante. En empilant le flux de toutes les sources, en supposant qu'ils sont indépendants, on obtient un flux moyen de (2.63 ± 0.85) mJy à 260 GHz et (0.42 ± 0.25) mJy à 150 GHz, correspondant à une détection à 3.1 et 1.7 σ respectivement.

Table 13.3 – *Positions et flux (mJy) des 17 sources sub-millimétriques identifiées dans les 4×4 arcmin² autour de MACS J1423.8+2404. Les sources pour lesquelles le flux est remplacé par la lettre C suivit d'un nombre sont indiscernables de leur voisine dont le label est donné par le nombre en question. Les flux remplacés par "SZ" ne sont pas disponibles du fait de la forte contamination tSZ locale.*

Source	Position	100 μm	160 μm	250 μm	350 μm	500 μm	1.15 mm	2.05 mm
SM01	14h23m52.31s +24°05'04.9"	20.9 \pm 0.9	35.3 \pm 3.2	52.9 \pm 0.7	31.5 \pm 0.6	11.1 \pm 0.7	2.1 \pm 3.3	0.95 \pm 0.91
SM02	14h23m48.16s +24°04'20.0"	12.0 \pm 0.9	21.7 \pm 3.1	33.7 \pm 0.7	C05	C05	5.7 \pm 3.0	SZ
SM03	14h23m53.50s +24°06'05.1"	10.6 \pm 0.9	18.0 \pm 3.1	36.5 \pm 0.8	26.3 \pm 0.7	C11	4.1 \pm 4.1	1.08 \pm 1.08
SM04	14h23m42.42s +24°04'38.8"	11.5 \pm 0.9	17.6 \pm 3.0	31.0 \pm 0.8	19.6 \pm 0.7	–	–1.6 \pm 3.3	0.49 \pm 0.91
SM05	14h23m47.58s +24°04'48.7"	5.9 \pm 0.9	–	24.1 \pm 0.7	C02	C02	3.7 \pm 2.9	SZ
SM06	14h23m53.32s +24°03'48.5"	–	–	21.0 \pm 0.6	16.0 \pm 0.6	–	10.0 \pm 3.5	1.88 \pm 0.96
SM07	14h23m45.04s +24°05'48.9"	–	–	20.0 \pm 0.7	15.2 \pm 0.8	8.0 \pm 0.8	1.2 \pm 3.6	0.26 \pm 0.94
SM08	14h23m49.16s +24°02'46.1"	–	–	19.5 \pm 0.7	23.0 \pm 0.7	9.0 \pm 0.8	4.5 \pm 3.9	0.69 \pm 1.05
SM09	14h23m43.27s +24°02'50.2"	–	–	11.1 \pm 0.7	C10	C10	2.2 \pm 4.3	–0.87 \pm 1.11
SM10	14h23m44.55s +24°03'18.4"	–	–	10.3 \pm 0.6	C09	C09	1.5 \pm 3.5	–0.54 \pm 0.94
SM11	14h23m54.14s +24°05'32.2"	7.2 \pm 0.9	–	9.4 \pm 0.6	–	C03	0.7 \pm 4.0	0.33 \pm 1.03
SM12	14h23m43.41s +24°03'50.6"	5.4 \pm 0.9	–	8.1 \pm 0.7	–	–	2.2 \pm 3.5	0.00 \pm 0.93
SM13	14h23m50.13s +24°06'17.4"	11.9 \pm 0.9	–	8.6 \pm 0.8	–	–	–2.2 \pm 4.0	0.99 \pm 1.05
SM14	14h23m47.36s +24°05'49.6"	–	–	8.8 \pm 0.8	–	–	0.6 \pm 3.3	–0.58 \pm 0.89
SM15	14h23m40.95s +24°05'08.7"	–	–	4.5 \pm 0.7	–	9.5 \pm 0.7	1.8 \pm 3.9	0.20 \pm 0.99
SM16*	14h23m53.69s +24°04'12.6"	6.2 \pm 0.9	–	–	–	–	6.5 \pm 3.4	1.26 \pm 0.95
SM17*	14h23m51.72s +24°05'48.8"	4.9 \pm 0.9	–	–	–	–	–0.6 \pm 3.8	0.31 \pm 0.96

* Sources pour lesquelles la position est estimée via le canal PACS à 100 μm .

Seulement deux sources sont détectées directement par *NIKA* sur la carte à 260 GHz. Afin de mieux contraindre les flux attendus dans les bandes passantes de *NIKA*, la SED est modélisée et ajustée par un spectre de corps gris,

$$F_\nu = A_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\beta_{\text{dust}}} B_\nu(T_{\text{dust}}), \quad (13.2)$$

Table 13.4 – *Positions, flux, et meilleurs paramètres d’ajustement des 17 sources infrarouges identifiées. Les flux sont exprimés en mJy et la température en K.*

Source	T_{dust}	β_{dust}	1.15 mm	2.05 mm
SM01	12.0 ± 0.5	2.61 ± 0.13	0.674 ± 0.062	0.078 ± 0.012
SM02	17.5 ± 1.7	0.24 ± 0.41	2.902 ± 1.371	0.782 ± 0.554
SM03	11.9 ± 1.1	2.05 ± 0.30	1.342 ± 0.331	0.236 ± 0.098
SM04	11.1 ± 1.2	2.72 ± 0.35	0.684 ± 0.198	0.098 ± 0.046
SM05	9.7 ± 5.8	1.50 ± 0.46	1.949 ± 1.511	0.452 ± 0.383
SM06	49.8 ± 4.7	-0.67 ± 0.21	3.279 ± 0.553	1.269 ± 0.287
SM07	13.6 ± 3.2	1.52 ± 0.45	1.015 ± 0.306	0.234 ± 0.119
SM08	8.0 ± 0.6	2.97 ± 0.27	1.002 ± 0.164	0.131 ± 0.042
SM09	7.7 ± 7.2	2.07 ± 0.49	1.423 ± 0.924	0.371 ± 0.242
SM10	7.1 ± 5.5	2.62 ± 0.43	0.954 ± 0.724	0.223 ± 0.178
SM11	28.3 ± 7.8	0.20 ± 0.43	0.549 ± 0.687	0.132 ± 0.166
SM12	6.5 ± 5.9	2.76 ± 0.50	0.974 ± 0.833	0.231 ± 0.210
SM13	25.9 ± 4.6	-0.15 ± 0.56	2.029 ± 1.042	0.498 ± 0.293
SM14	39.1 ± 6.4	0.12 ± 0.46	1.048 ± 0.666	0.255 ± 0.179
SM15	6.6 ± 0.8	2.21 ± 0.49	2.449 ± 0.629	0.633 ± 0.274
SM16*	16.5 ± 9.1	1.29 ± 0.45	6.794 ± 0.787	1.213 ± 0.181
SM17*	19.3 ± 8.2	-0.09 ± 0.51	2.064 ± 0.505	0.365 ± 0.037

* Sources pour lesquelles la position est basée sur le canal PACS à 100 μm .

avec la normalisation A_0 comme référence à la fréquence ν_0 , l’indice spectral de la poussière β_{dust} et sa température T_{dust} . On remarque un excès de flux par rapport au modèle à 100 μm pour la quasi-totalité des sources (voir figure 13.5). Il est attribué à une composante supplémentaire à plus haute fréquence et le point à 100 μm est exclu de l’ajustement, sauf pour SMG16 et SMG17 (pour lesquelles ce point est le seul disponible dans le catalogue Herschel). L’ajustement est fait en utilisant une analyse MCMC (voir chapitre 10 pour plus de détails sur le principe de la méthode) où pour chaque jeu de paramètres $\beta_{\text{dust}} - T_{\text{dust}}$ proposé, l’amplitude A_0 est ajustée linéairement sur les données. Cela permet d’échantillonner l’espace des paramètres $\beta_{\text{dust}} - T_{\text{dust}}$ correspondant et de marginaliser automatiquement sur A_0 , qui est dégénéré avec les deux autres paramètres et dont le sens physique n’a pas d’intérêt ici. Nous obtenons finalement une série de modèles distribués selon la fonction densité de probabilité *a posteriori* dans l’espace des paramètres. Chaque SED correspondante est intégrée dans les bandes passantes de *NIKA* tel que décrit pour les sources radio afin d’estimer le flux et son erreur sur chacune des 17 sources infrarouges. Les résultats sont résumés dans la table 13.4. On notera que l’on ignore ici la dépendance des SED en redshift puisque l’on ne s’intéresse pas à la physique des sources et que le redshift est fortement dégénéré avec les autres paramètres. Le sens physique des paramètres d’ajustement obtenus n’a pas d’intérêt ici, tant que la SED décrit bien les mesures observées en particulier autour des fréquences *NIKA*, ce qui est le cas.

On donne en illustration sur les figures 13.4 et 13.5 les résultats de l’ajustement de la source SM03 qui est représentative de la plupart des autres sources. On remarque une forte dégénérescence entre la température et la pente dans le plan $\beta_{\text{dust}} - T_{\text{dust}}$. L’ajustement est donné à la fois par le MCMC, qui sert de référence et à partir duquel les erreurs sont extraites, mais également par un ajustement par moindres carrés non-linéaires qui utilise les modules *IDL MPFIT*. Les deux approches sont cohérentes. Le modèle décrit bien les données sauf pour le point à 100 μm pour lequel le résidu montre un excès significatif avec $\chi \simeq +9$, mais qui n’est pas utilisé dans

l'ajustement (qui comprend alors 5 points photométriques). La densité de probabilité *a posteriori* calculée en intégrant chaque modèle du MCMC dans les bandes passantes est également illustrée à 150 GHz.

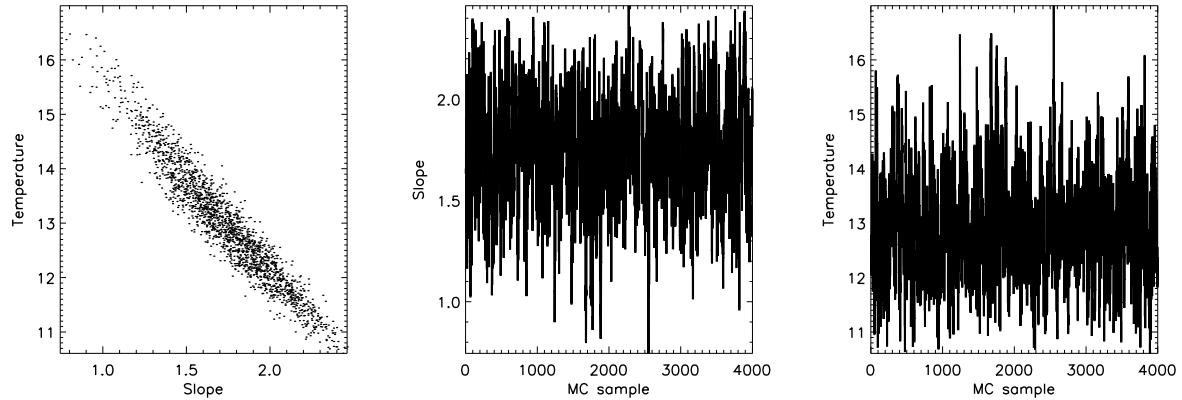


Figure 13.4 – Illustration de l’ajustement effectué pour la source SM03. **Gauche** : échantillonnage de la fonction densité de probabilité dans l’espace des paramètres $\beta_{\text{dust}} - T_{\text{dust}}$. **Centre** : chaîne obtenue pour le paramètre β_{dust} . **Droite** : chaîne obtenue pour le paramètre T_{dust} .

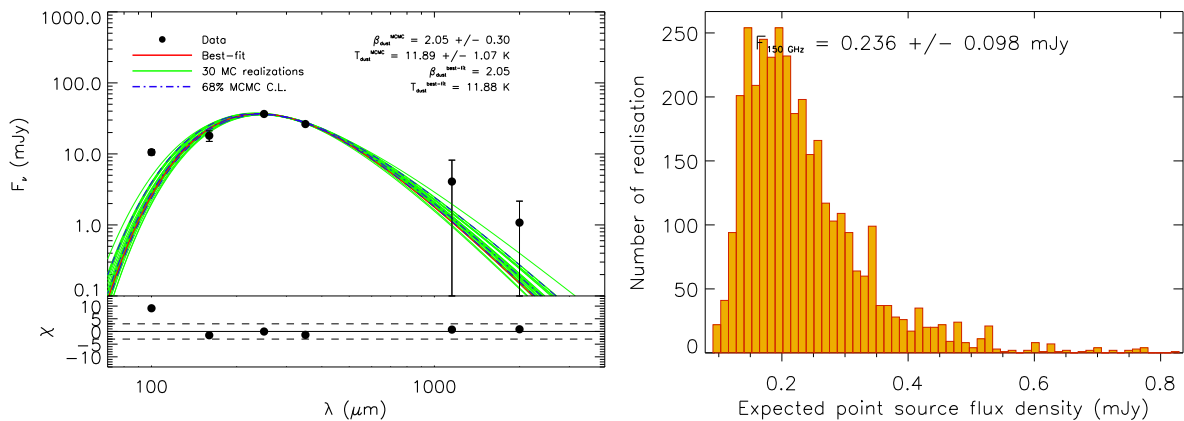


Figure 13.5 – Illustration de l’ajustement effectué pour la source SM03. **Gauche** : données ajustées par le modèle de corps gris dans le cas de l’ajustement en utilisant le module MPFIT (rouge), et le MCMC en bleu, pour lequel les lignes pointillées donnent le meilleur ajustement et les limites à 68% de niveau de confiance. On donne également les modèles correspondants à 30 réalisations MCMC en vert. **Droite** : histogramme des flux obtenus à 150 GHz en intégrant dans les bandes passantes de NIKA toutes les réalisations MCMC.

13.2.3 Comparaison du profil de brillance

En utilisant les cartes de la figure 13.1, on calcule le profil de brillance donné par la figure 13.6 à partir du centre X. Les erreurs sont calculées par Monte-Carlo tel que décrit au chapitre 8 afin de tenir compte des corrélations résiduelles pixel à pixel. La contribution au profil de brillance est également calculée à partir du flux des sources ponctuelles prédit dans les bandes passantes de NIKA. Cette étape est réalisée en simulant des cartes de sources ponctuelles à partir des flux donnés dans les tables 13.1 et 13.3 puis en extrayant leur profil. Les barres d’erreur sont obtenues en calculant la dispersion sur le profil d’une série de 100 cartes pour lesquelles le flux

des sources simulées est échantillonné dans leurs barres d'erreur. L'erreur d'étalonnage de *NIKA* est également ajoutée quadratiquement.

Le profil à 150 GHz décroît progressivement vers le centre avec une remontée dans les 15 arcsec centrales. Cela est cohérent avec le signal positif attendu d'une source ponctuelle centrale, dominée par la source RS1, telle que le montre le profil attendu pour les sources ponctuelles. L'amas est détecté jusqu'à environ 1 arcmin.

Nous remarquons que les sources sub-millimétriques représentées sur la figure 13.3 sont disposées dans deux régions distinctes. Deux d'entre elles sont localisées dans un rayon de 30 arcsec par rapport au centre X, là où la contribution tSZ est la plus forte. Les autres sont concentrées dans un anneau de 70 arcsec de rayon interne et 130 arcsec de rayon externe. Aucune source n'est observée autour de 50 arcsec de rayon. Malgré les barres d'erreur importantes, on remarque un excès près du centre X que l'on attribue à la fois au signal tSZ et aux deux sources sub-millimétriques centrales, dont l'une d'entre elles est directement détectée par *NIKA* sur la carte. Un creux est visible autour de 1 arcmin de rayon, tel qu'attendu d'après la distribution des sources. Un autre excès, encore une fois attribué aux sources détectées par Herschel, est également visible autour de 100 arcsec. Le profil *NIKA* à 260 GHz est cohérent avec ce que l'on attend des sources ponctuelles, puisque la contribution tSZ est négligeable d'après la carte à 150 GHz.

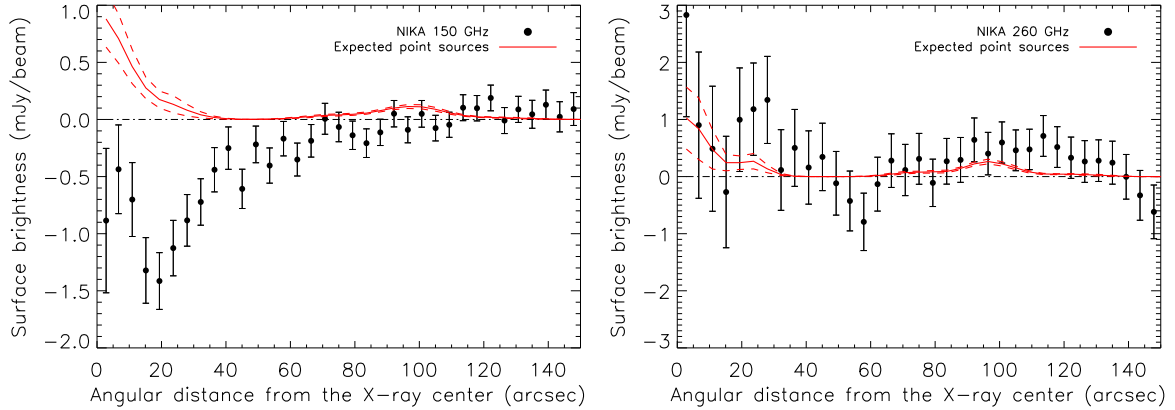


Figure 13.6 – Profil à 150 GHz (gauche) et 260 GHz (droite) en unité de brillance extrait des cartes brutes (points noirs) ainsi que la contribution attendue des sources ponctuelles radio et sub-millimétriques (trait plein rouge). L'enveloppe rouge en trait pointillé donne l'intervalle de confiance à 1σ sur le profil des sources ponctuelles.

13.3 Reconstruction des distributions radiales de l'ICM

13.3.1 Méthodologie

Les distributions thermodynamiques et matérielles de MACS J1423.8+2404 sont modélisées telles que décrit au chapitre 12. Comme évoqué dans la section 13.1.2 et discuté en détail dans [Morandi *et al.*, 2010], MACS J1423.8+2404 est morphologiquement elliptique. Néanmoins, nous supposons ici une géométrie à symétrie sphérique puisque ce travail se concentre sur l'impact des sources ponctuelles sur la reconstruction du profil de pression. De plus, le rapport signal sur bruit des données *NIKA* ne permet pas de contraindre cette asymétrie. Puisque MACS J1423.8+2404 est un amas à cœur froid typique, on adoptera $(a, b, c) = (1.2223, 5.4905, 0.7736)$ comme valeurs par défaut des pentes du profil de pression pour ce type d'amas [Arnaud *et al.*, 2010]. La carte à 150 GHz *NIKA* est simultanément ajustée avec le profil de densité *ACCEPT* et on développe

ici trois approches pour quantifier l'impact des sources ponctuelles sur l'ICM.

1. On utilise des valeurs de pente du profil de pression fixes en ignorant les sources ponctuelles.
2. On utilise des valeurs de pente du profil de pression fixes en soustrayant les sources ponctuelles d'après les valeurs attendues, mais sans prendre en compte les erreurs sur ces dernières.
3. On utilise des valeurs de pente du profil de pression fixes sauf pour la pente de cœur, c , qui est ajustée. Les sources infrarouges et la source RS2 sont soustraites, mais la source RS1 est ajustée.

Les deux premiers cas permettent de tester l'impact des sources sur la reconstruction générale du profil. Le troisième cas est utilisé pour quantifier la capacité de *NIKA* à contraindre la physique du cœur de l'amas associée à la présence d'un AGN. Ce dernier agit à la fois comme un contaminant et comme un objet physique influant sur la distribution de pression via les processus de rétroaction qu'il procure. Ce cas est donc particulièrement intéressant pour les amas de type cœur froid qui sont souvent les hôtes d'AGN.

13.3.2 Résultats

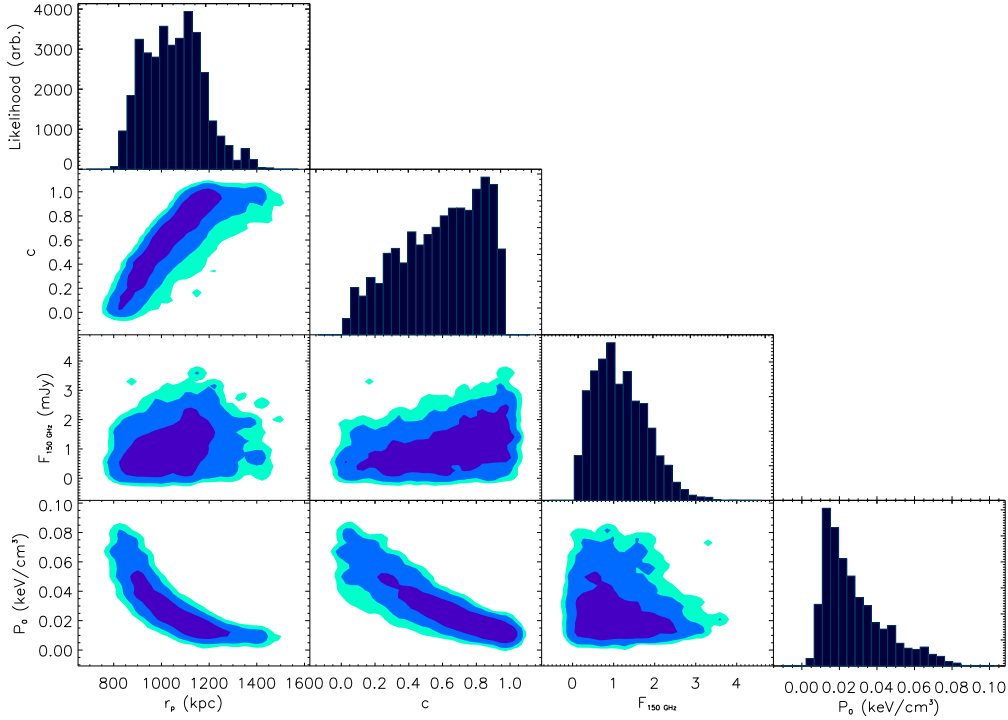


Figure 13.7 – *Fonction densité de probabilité a posteriori dans le plan de chaque paire de paramètres physiques ajustés. Les contours donnent les limites à 68, 95 et 99% de niveau de confiance. Les distributions marginalisées sur chacun des paramètres sont aussi représentées par les histogrammes.*

La figure 13.7 donne les densités de probabilité *a posteriori* obtenues sur les paramètres physiques ajustés dans le cas numéro 3. On observe une forte dégénérescence entre la pente interne c et les autres paramètres. De plus, les barres d'erreur importantes, pour un temps d'intégration limité, ne permettent pas de contraindre significativement le paramètre c en présence de la source ponctuelle centrale dont on marginalise le flux ici. Il est probable que dans le cas de *NIKA2* il

soit nécessaire d’avoir des mesures complémentaires précises pour quantifier et soustraire avec une erreur minimale le flux des sources ponctuelles centrales afin d’étudier la physique du cœur des amas. Une solution envisageable serait l’utilisation d’observations complémentaires aux fréquences *NIKA* à plus haute résolution angulaire avec NOEMA, l’interféromètre de l’IRAM au plateau de Bure².

La figure 13.8 donne le meilleur modèle obtenu et le résidu entre celui-ci et la carte brute à 150 GHz. Aucun excès significatif n’est observé par rapport au modèle. Les données *NIKA* sont cohérentes au bruit près avec un amas sphérique relaxé sans sous-structures. Des observations plus profondes sont requises pour envisager d’observer la morphologie elliptique attendue pour MACS J1423.8+2404.

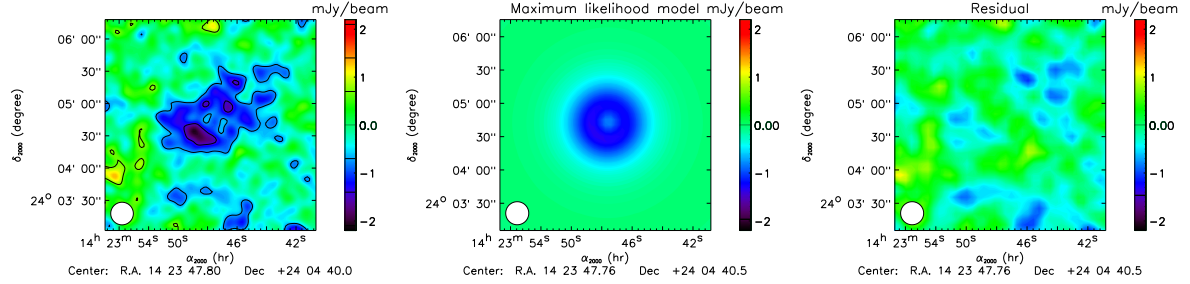


Figure 13.8 – *Résultat du meilleur ajustement. De gauche à droite : la carte NIKA brute, le meilleur modèle, et le résidu.*

Le profil de pression mesuré dans les trois cas testés est donné par la figure 13.9. Le profil issu du cas numéro 1 apparaît être systématiquement plus bas que les deux autres à toutes les échelles au-delà de 100 kpc, ce qui correspond à la contribution des sources infrarouges qui n’est pas prise en compte. Néanmoins, l’effet observé n’est pas significatif compte tenu des grandes barres d’erreur et du faible flux des sources infrarouges à 150 GHz par rapport au signal tSZ. Le profil de cœur mesuré dans les cas numéro 1 et 2 n’est pas significativement différent puisque la pente interne reste la même. L’effet de la source centrale se répercute alors sur P_0 et r_p et se retrouve dilué sur l’ensemble du profil conduisant à un impact négligeable par rapport aux barres d’erreur. Le cas numéro 3 est similaire au cas numéro 2 mis à part dans la partie interne du profil où les barres d’erreur augmentent significativement. Il s’agit en effet de la région où à la fois la source centrale et le paramètre c jouent un rôle majeur de sorte que leur ajustement simultané empêche d’obtenir une contrainte forte dans cette région.

Bien que l’on se concentre ici sur la pression, on donne les profils de température et d’entropie obtenus en combinant la pression (*NIKA*) avec le profil de densité *ACCEPT*. La densité étant la même pour les trois modèles, on observe les mêmes dépendances que pour le profil de pression entre les trois cas testés. De façon générale, les deux profils sont compatibles dans les barres d’erreur avec les mesures données dans la littérature (voir section 13.1.2). On notera en particulier que le profil de température est typique d’un amas de type cœur froid, avec une température centrale très froide, un maximum aux régions intermédiaires atteignant ici ~ 10 keV, puis une décroissance progressive vers l’extérieur. Le profil d’entropie quant à lui décroît vers des valeurs très faibles au centre (~ 10 keV cm²), cohérent avec l’état dynamique relaxé de l’amas. Il ne montre pas de signe d’aplatissement au centre comme dans le cas d’amas dont le cœur est perturbé tel que CL J1226.9+3332 (chapitre 12). Le profil d’entropie à grand rayon semble décroître, mais il s’agit d’une région où la densité est extrapolée par le modèle et il est dangereux de tirer une conclusion quelconque.

2. Dans le Dévoluy près de Gap, Hautes-Alpes, France.

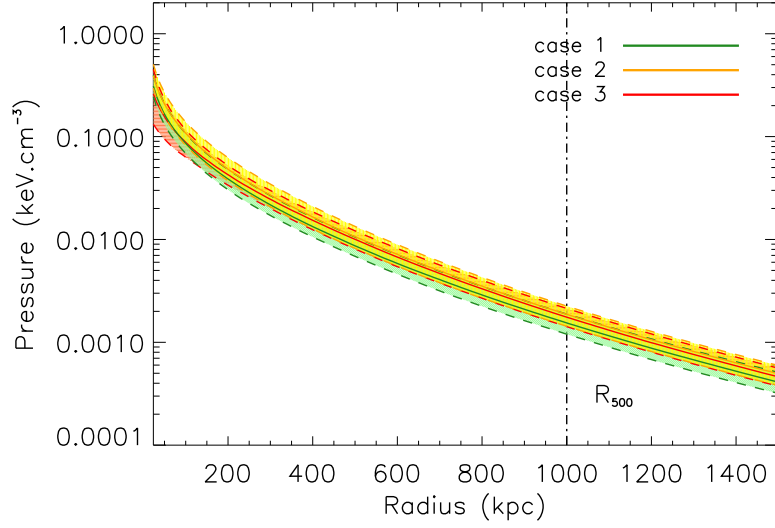


Figure 13.9 – *Contrainte sur le profil de pression de MACS J1423.8+2404 dans les trois cas décrits à la section 13.3.1. Voir la légende pour le code couleur. Les traits pleins donnent le meilleur ajustement et les traits pointillés délimitant les contours de couleur donnent les limites à 68% de niveau de confiance.*

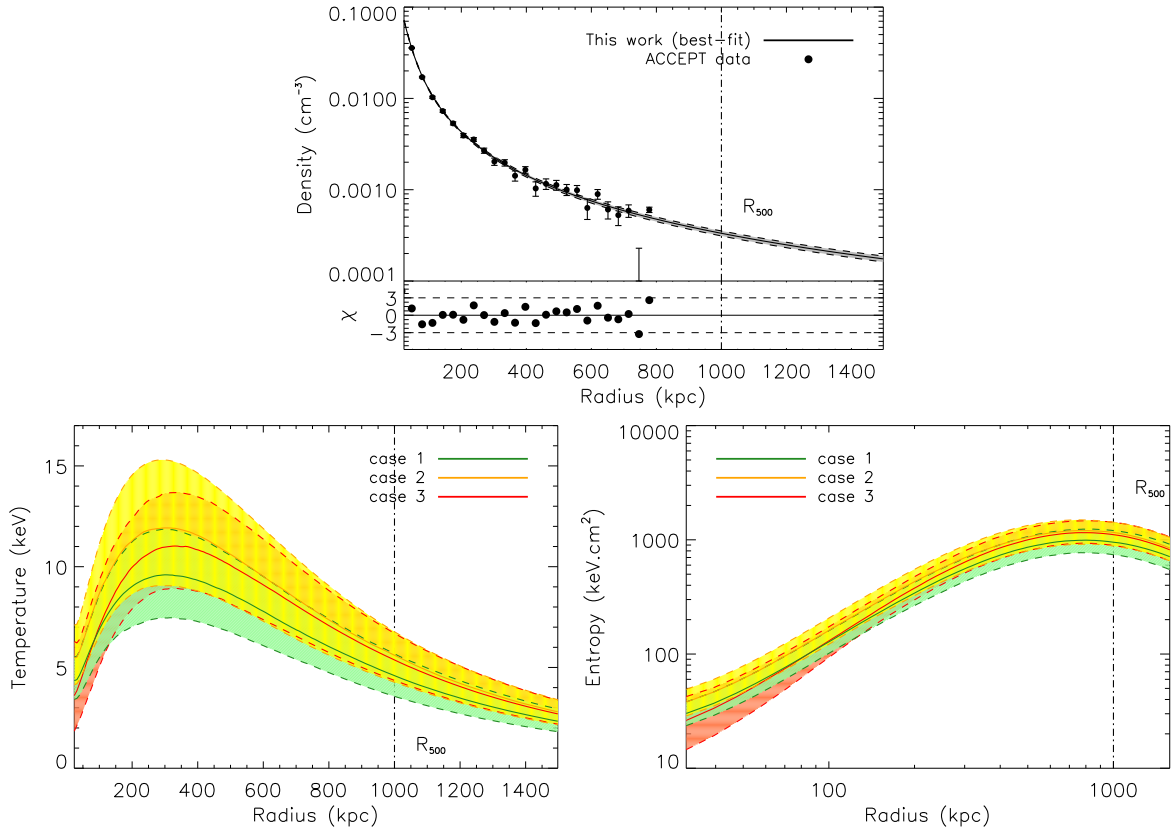


Figure 13.10 – **Haut** : profil de densité ACCEPT (points de données) et meilleur ajustement avec les contours représentés à 68% de niveau de confiance. **Bas** : profil de température (gauche) et d'entropie (droite) dans le cas des trois modèles testés. Le code couleur est le même que pour la figure 13.9.

En utilisant l’approche détaillée au chapitre 10 (en supposant que l’équilibre hydrostatique est établi et que l’amas est sphérique), on obtient le rayon caractéristique et la masse hydrostatique de MACS J1423.8+2404, $R_{500} = 1065^{+70}_{-82}$ kpc correspondant à $M_{500} = 5.87^{+1.24}_{-1.25} \times 10^{14} M_{\odot}$, en accord avec les résultats donnés dans la littérature (voir section 13.1.2). Cette valeur est stable par rapport aux trois cas testés ici et les erreurs sont dominées par la statistique du fait du temps d’intégration limité.

13.4 Conclusions

MACS J1423.8+2404 a été observé au cours de la première campagne *NIKA* ouverte aux observateurs extérieurs. Malgré un temps d’observation très court, l’amas est bien détecté et permet d’identifier des sources ponctuelles en plus du signal tSZ. Bien qu’il ait été choisi pour sa nature relaxée, il est utilisé ici comme prototype d’amas contaminé par des sources ponctuelles radio et infrarouges. Cette étude permet ainsi de développer et de tester les outils nécessaires à la caractérisation des sources ponctuelles qui seront détectées par *NIKA2*. Les contraintes sur ces sources sont obtenues à partir de données externes qui sont combinées à celles de *NIKA*. L’impact de ces sources sur la reconstruction du profil de pression est estimé. Grâce au caractère résolu des observations, la source radio centrale n’affecte pas significativement la reconstruction de l’ICM à grand rayon, mais elle interdit toute étude concernant la physique du cœur de l’amas tant qu’il n’existe pas de mesures photométriques précises à 150 GHz de son flux et de sa variabilité dans le temps. Les sources infrarouges sont suffisamment faibles pour ne pas avoir de contribution significative compte tenu du rapport signal sur bruit limité des données disponibles. Elles pourront néanmoins biaiser significativement les résultats de *NIKA2* si elles ne sont pas prises en compte pour des données pour lesquelles le rapport signal sur bruit est plus élevé.

14

Etude pilote pour *NIKA2* : cartographie de l'effet Sunyaev-Zel'dovich cinétique dans MACS J0717.5+3745

Sommaire

14.1 Préparation des observations de MACS J0717.5+3745 avec <i>NIKA</i> au télescope de 30 mètres de l'IRAM	216
14.1.1 Contexte et motivations	216
14.1.2 Modélisation du signal attendu pour <i>NIKA</i>	219
14.2 Analyse préliminaire des données <i>NIKA</i>	221
14.2.1 Méthodologie et formalisme : vers une première cartographie tSZ+kSZ	221
14.2.2 Détection SZ, morphologie du signal et contamination	222
14.2.3 Contraintes sur l'effet Sunyaev-Zel'dovich cinétique	224
14.3 Conclusions et travail futur	225

Etant un système en cours de collisions multiples, MACS J0717.5+3745 est l'un des amas les plus complexes du ciel. Il a été proposé, et effectivement observé au cours de la première campagne *NIKA* ouverte aux propositions externes (février 2014) pour l'étude pilote pour *NIKA2* d'un amas à morphologie complexe. Entre la proposition d'observation et l'observation elle-même, [Sayers *et al.*, 2013] ont publié la première détection de l'effet SZ cinétique dans cet amas grâce aux observations à 140 et 268 GHz de l'instrument Bolocam au CSO (*Caltech Submillimeter Observatory*). Au cours de la première campagne ouverte *NIKA*, MACS J0717.5+3745 a été observé avec un succès total par rapport aux objectifs annoncés. En plus de la carte à 150 GHz qui était le but principal, la carte à 260 GHz présente des signes significatifs de la présence d'effet SZ cinétique à une résolution 3 fois meilleure que Bolocam, mais pour un temps d'intégration 7.5 fois plus faible. Pour confirmer ce résultat et aller au-delà de la détection par Bolocam, l'observation de MACS J0717.5+3745 a été proposée à nouveau pour la troisième et dernière campagne d'observation ouverte *NIKA* en février 2015 avec comme objectif la cartographie de l'effet kSZ dans l'amas. Contrairement à la première campagne *NIKA* ouverte, la campagne de février 2015 a été limitée par la mauvaise météo et la glace accrochée au télescope qui a empêché les observations. Nous avons malgré tout collecté quelques heures d'observations supplémentaires par rapport aux données déjà disponibles, mais l'objectif initial, qui était de 36

heures, est malheureusement loin d’être atteint. Bien que les données de 2015 n’aient pas encore été dépouillées, et que l’analyse effectuée à partir des données de 2014 soit très préliminaire, ce chapitre détaille les résultats disponibles aujourd’hui puisqu’il s’agit de résultats remarquables et particulièrement intéressants du point de vue de *NIKA2*.

14.1 Préparation des observations de MACS J0717.5+3745 avec *NIKA* au télescope de 30 mètres de l’IRAM

Mesurer la distribution de vitesse des amas de galaxies donne une information très précieuse concernant la physique des collisions d’amas, à partir desquelles les grandes structures se forment dans l’Univers (sensible à l’évolution en redshift de l’énergie noire [Bhattacharya et Kosowsky, 2008] et permettant de la distinguer de théories alternatives de la gravité [Kosowsky et Bhattacharya, 2009]). Nous souhaitons ici obtenir une telle mesure en cartographiant par effet Sunyaev-Zel’dovich (SZ) l’amas MACS J0717.5+3745. Grâce aux observations dans les deux bandes de *NIKA*, l’objectif est d’en déduire la première carte résolue des effets SZ thermique et cinétique. En combinant *NIKA* à des données externes disponibles (principalement X), il est aussi envisagé d’en déduire, pour la première fois, une carte de vitesse du gaz sur la ligne de visée d’après les observations SZ, à $z = 0.55$.

14.1.1 Contexte et motivations

14.1.1.1 Cadre général

Les amas de galaxies sont aujourd’hui couramment utilisés pour contraindre la cosmologie grâce aux progrès obtenus pour relier leur masse totale à leurs observables (voir par exemple [Planck Collaboration et al., 2015]), même si des améliorations sont encore nécessaires et discutées au cours de cette thèse. En plus de la masse des amas, la mesure de leurs vitesses particulières est cruciale puisqu’elle offre une sonde complémentaire pour contraindre la formation des structures et sa dynamique (voir par exemple [Ma et al., 2012]). De telles mesures permettent également de lever les dégénérescences inhérentes aux autres sondes cosmologiques. Puisque les amas de galaxies se forment généralement par la collision de plus petits groupes et amas, la mesure de la distribution des vitesses dans les systèmes en collision offre une nouvelle fenêtre sur leur physique. Une telle mesure permet en effet d’étudier les chocs dans le milieu intra amas (ICM), la cinématique des collisions, ou encore les interactions hydrodynamiques entre le cœur des amas et les régions moins denses chauffées par les chocs. En retour, la compréhension détaillée de ces processus est nécessaire pour relier les observables des amas à leur masse, réduisant les biais et les effets systématiques originaires de la physique complexe insuffisamment prise en compte lorsque les amas sont utilisés à des fins cosmologiques. Les méthodes classiques de mesure de vitesses (basées sur des relevés de redshifts, voir par exemple [Saunders et al., 2000] pour le catalogue PSCz de galaxies IRAS) nécessitent également une mesure de distance indépendante pour soustraire le flot de Hubble à la position des objets afin de mesurer leur vitesse particulière. Elles sont donc limitées à de faibles redshifts puisque les erreurs sont proportionnelles à la distance des sources.

Dans le cas des observations de *NIKA*, nous souhaitons utiliser l’effet Sunyaev-Zel’dovich pour mesurer à la fois la masse et la vitesse dans un amas de galaxies de manière indépendante. Tel que détaillé dans la section 3.1.5, nous distinguons l’effet SZ thermique (tSZ) pour lequel le spectre des photons du CMB est distordu lors de leur traversée des amas de par la pression électronique de l’ICM, de l’effet SZ cinétique (kSZ) dont l’origine est le décalage Doppler du CMB introduit par le mouvement relatif entre le CMB et le gaz dans l’amas lors de leur interaction.

L'effet kSZ est sous-dominant sauf si la vitesse du gaz atteint quelques pourcents de la vitesse de la lumière (~ 1000 km/s). La brillance attendue est reliée à la pression du gaz de l'ICM pour l'effet tSZ, et à la fois à sa densité et sa vitesse sur la ligne de visée pour l'effet kSZ. Alors que l'effet tSZ est idéal pour sonder les chocs (par exemple dans RX J1347.5-1145 tel que présenté au chapitre 11), l'effet kSZ est sensible au mouvement des collisions le long de la ligne de visée, donnant une sonde directe pour le mouvement de groupe des électrons du gaz. Cette information complète les données optiques qui peuvent permettre la mesure de la vitesse des galaxies individuelles dont le mouvement donne un traceur de celui de la matière noire. Finalement, par opposition aux autres sondes, l'observable primaire des effets SZ n'est pas l'amas lui-même, mais le CMB. Ainsi, ils ne souffrent pas de l'atténuation avec la distance de la brillance et sont uniquement limités par la résolution et la sensibilité des observations.

14.1.1.2 Une cible idéale pour cartographier l'effet kSZ

L'amas de galaxies MACS J0717.5+3745, à $z = 0.55$, est un exemple frappant d'un système complexe en collision. Il s'agit d'une collision triple avec quatre sous-groupes principaux identifiés en optique (appelés A, B, C et D) comme on le verra sur la figure 14.5, avec des vitesses exceptionnelles sur la ligne de visée [Ma *et al.*, 2009] et dans différentes directions pour chaque groupe. En utilisant les données X de *Chandra* et les résultats de [Ma *et al.*, 2009], le signal SZ attendu est estimé dans les bandes passantes de *NIKA* tel que décrit à la section 14.1.2 et représenté sur la figure 14.3. En contraste par rapport à un signal purement tSZ, le rapport des brillances entre les deux bandes n'est pas constant sur l'étendue de l'amas. A la place, nous attendons des régions indépendantes avec une taille typique de quelques dizaines d'arcsec. Puisque la signature de l'effet kSZ dans MACS J0717.5+3745 varie entre les différentes régions associées aux différents groupes, sa détection est différentielle et donc insensible aux erreurs systématiques d'étalonnage pour chaque bande.

Récemment, [Sayers *et al.*, 2013] ont détecté le signal kSZ dans MACS J0717.5+3745 avec 40 heures d'observations Bolocam au CSO à 140 et 268 GHz dont la résolution angulaire est de 58 et 31 arcsec de FWHM respectivement (voir aussi [Mroczkowski *et al.*, 2012] pour la première observation de MACS J0717.5+3745 avec Bolocam et *MUSTANG* en SZ). Les cartes sont données par la figure 14.1 et comparées à un modèle physique. La contribution kSZ est identifiée en utilisant la différence entre les données à 150 et 268 GHz. Puisque les lobes de Bolocam sont plus grands que la taille typique du signal cible associé aux sous-structures, leur détection n'est significative que lorsque qu'ils utilisent une approche dépendant d'un modèle. Ils obtiennent une détection à 4.2σ qui se réduit à 2.9σ lorsque la carte déconvoluée est directement intégrée pour la mesure (avec une approche identique à celle qui sera décrite à la section 14.2). Dans le cas de *NIKA* au télescope de 30 mètres de l'IRAM, l'observation a lieu dans des bandes similaires, mais avec un lobe trois fois plus petit, autorisant une intégration directe des cartes (voir section 14.2) et ainsi, une mesure directe de l'effet kSZ si le rapport signal sur bruit est suffisant.

Au cours de la première campagne *NIKA* ouverte aux observateurs extérieurs en février 2014, MACS J0717.5+3745 a été observé pour un total de 10 heures. Seulement 5.3 heures ont pu être effectivement utilisées à cause de la perte d'une fraction des données de pointage du télescope, à cause d'un problème informatique dans le système d'acquisition de l'IRAM. Malgré tout, les résultats obtenus ont permis de remplir les objectifs des observations avec l'obtention d'une carte à 150 GHz permettant une caractérisation sans précédent de la distribution de pression (voir section 14.2). Grâce aux très bonnes performances de *NIKA* et à une météo clémente, nous avons également été capables de produire une carte à 260 GHz. Le bruit intrinsèque étant plus élevé à 260 GHz qu'à 150 GHz, la qualité de ces observations n'est pas suffisante pour cartographier

l'émission kSZ. Néanmoins, le signal est cohérent avec un scénario tSZ+kSZ tel que celui attendu, et incohérent avec le scénario tSZ seul. Ces résultats préliminaires sont présentés dans la section 14.2 et comparés aux simulations effectuées pour préparer les observations.

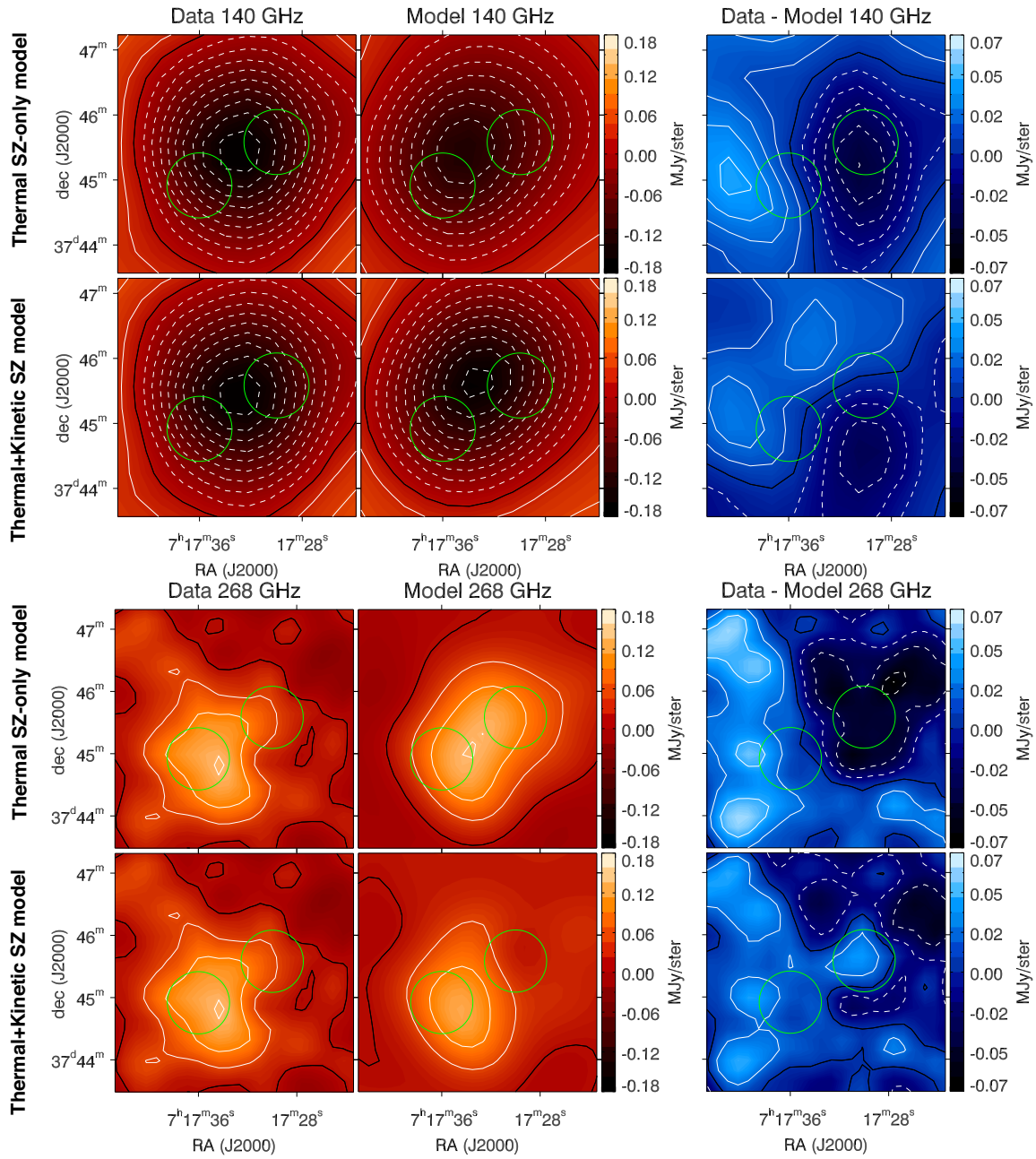


Figure 14.1 – Cartes obtenues par Bolocam à 140 GHz et 268 GHz et comparaison aux modèles tSZ et kSZ testés dans une région de 4×4 arcmin. Les cartes du haut sont à 140 GHz et celles du bas à 268 GHz. La première colonne représente les données, la deuxième le modèle testé, sans kSZ pour la première ligne de chaque bloc, et avec kSZ pour la deuxième ligne. La colonne de droite donne le résidu. Celui-ci présente un dipôle incohérent avec du bruit dans le cas sans kSZ et est compatible avec du bruit dans le cas avec kSZ. Les positions des groupes B (Nord-Ouest) et C (Sud-Est) sont représentées en vert. Extrait de [Sayers et al., 2013].

D'après ses propriétés physiques attendues et des résultats de [Sayers et al., 2013], l'amas

MACS J0717.5+3745 apparaît être la cible idéale pour la première mesure résolue de l'effet kSZ dans un amas de galaxies.

14.1.2 Modélisation du signal attendu pour *NIKA*

Pour vérifier la faisabilité des observations de MACS J0717.5+3745, et ce même avant les premières observations, il a été nécessaire d'estimer le signal attendu à partir d'un modèle. Ce travail¹ s'est avéré important pour cet amas dont la géométrie n'est pas triviale. Afin d'estimer le signal SZ (thermique et cinétique) attendu dans les bandes de *NIKA*, il est nécessaire d'avoir un modèle tridimensionnel de la pression et de la densité dans l'amas ainsi qu'une estimation de la vitesse des structures. Pour cela, nous utilisons un modèle constitué d'une composante sphérique à laquelle se rajoute quatre sous-structures correspondant à chacun des groupes identifiés. Le modèle est basé sur les données X et optiques. La figure 14.2 permet d'illustrer le signal à ces longueurs d'onde.

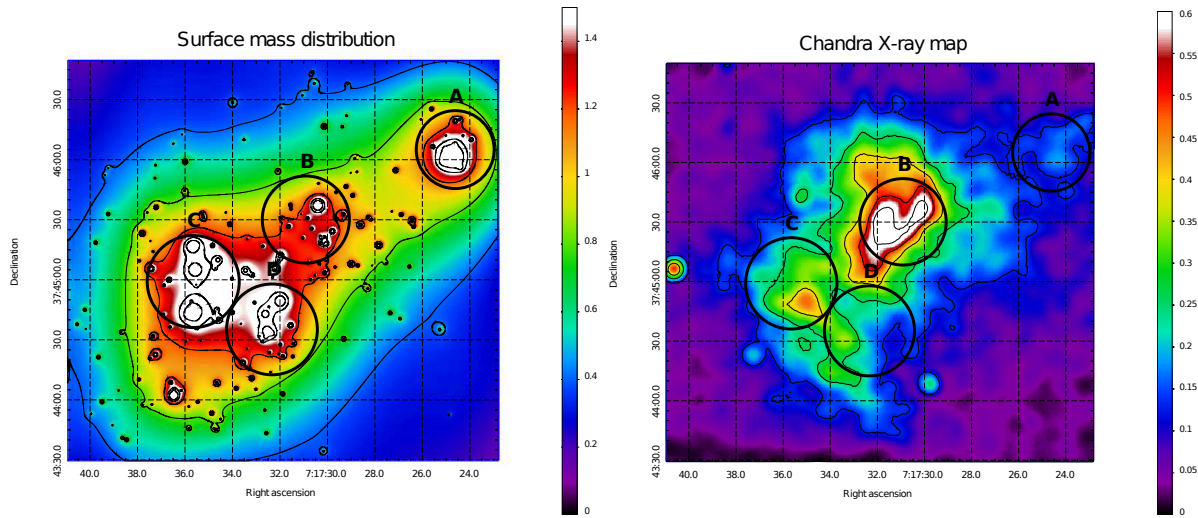


Figure 14.2 – **Gauche** : modèle de distribution surfacique de masse calculé par effet de lentille gravitationnelle forte par [Zitrin et al., 2009] en utilisant les données de HST du programme CLASH. Les contours sont espacés linéairement. Les quatre sous-groupes sont visibles comme des sur-densités et sont indiqués par les cercles noirs. **Droite** : carte de nombre de coups de photons de Chandra (ObsId 4200) lissée par un lobe gaussien de 10 arcsec de FWHM. Elle trace la distribution de densité du gaz. Les contours sont espacés linéairement. La région B apparaît comme le cœur dense de l'amas, mais est relativement froide par rapport aux régions C et D où les températures sont extrêmes (jusqu'à ~ 30 keV, [Ma et al., 2009]) et où l'on attend un fort signal tSZ.

Nous disposons d'une modélisation radiale globale de la densité et de la pression dans MACS J0717.5+3745 grâce au travail de [Comis et al., 2011] à partir du catalogue *ACCEPT*. Les paramètres du profil de pression gNFW (équation 10.4) sont

$$(P_0, r_p, a, b, c) = (100.0 \times 10^{-12} \text{ Pa}, 697.1 \text{ kpc}, 0.9, 5.0, -0.434).$$

Ceux du profil de densité SVM (équation 10.3) sont

$$(n_{e0}, r_c, r_s, \beta, \epsilon, \gamma) = (1.081 \times 10^4 \text{ m}^{-3}, 2236 \text{ kpc}, 51.40 \text{ kpc}, 4.897, 1.170, 3.000).$$

1. La modélisation physique de MACS J0717.5+3745 a été effectuée en partie lors du stage de L3 de Florian Ruppén [Ruppén, 2013], encadré au cours de cette thèse.

On suppose que la brillance X est donnée par

$$S_X = k_X \int \sqrt{T_e} n_e^2 dl, \quad (14.1)$$

c'est-à-dire que la fonction de refroidissement s'écrit comme $\Lambda(T_e) = k_X \sqrt{T_e}$, où k_X est une constante fixe sur l'étendue de l'amas. On prédit alors la carte S_X/k_X à symétrie sphérique que l'on ajuste et soustrait aux données de *Chandra* pour mettre en évidence les sous-structures à partir du résidu. Les sous-structures sont alors ajustées en plus du modèle global par un modèle pour chacune d'entre elles en supposant, pour des raisons de simplicité, une distribution gaussienne tridimensionnelle du gaz placé en $\vec{r}_0^{(i)}$,

$$n_e^{(i)}(\vec{r}) = n_{e,0}^{(i)} \exp \left(-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_0^{(i)})^2}{2 (\sigma^{(i)})^2} \right). \quad (14.2)$$

L'indice i est associé aux sous-structures A, B, C et D, et les paramètres $n_{e,0}^{(i)}$ et $\sigma^{(i)}$ caractérisent leur amplitude et extension spatiale. Lors de l'ajustement, on utilise une température isotherme fixe pour chaque sous-structure estimée à partir des résultats de [Ma et al., 2009]. On notera que l'on suppose ici que la composante sphérique globale de l'amas et les sous-structures sont complètement indépendantes, bien que la brillance X ne soit pas linéaire avec la densité mais proportionnelle à son carré. Une telle supposition est nécessaire puisque la position de chaque sous-structure n'est pas connue sur la ligne de visée. Cette hypothèse revient à considérer que la densité des sous-structures domine largement par rapport à la densité globale localement.

Table 14.1 – *Température et vitesse sur la ligne de visée utilisées pour chaque sous-structure d'après [Ma et al., 2009].*

Sous-structure	T_e (keV)	v_z (km/s)
A	17	278.0^{+295}_{-339}
B	10	3238^{+252}_{-242}
C	25	-733.0^{+486}_{-478}
D	30	831.0^{+843}_{-800}

Le signal tSZ est alors calculé tel que décrit dans la section 3.1.5.1 et détaillé de manière technique dans le chapitre 10. La pression de chaque composante, sphérique globale et des sous-structures, est intégrée sur la ligne de visée. Le spectre tSZ est intégré dans les bandes passantes et la contribution des effets relativistes est prise en compte (voir section 3.1.5). La température utilisée est calculée comme le rapport entre le profil radial de la pression et de la densité pour ce qui concerne le signal sphérique global, et la température supposée de chaque sous-structure pour ces dernières. La brillance de chaque composante est sommée. La procédure est identique pour obtenir la contribution du kSZ, mais il s'agit cette fois de la densité de chaque composante qui est intégrée sur la ligne de visée puis multipliée par leur vitesse propre (voir section 3.1.5.2). La vitesse globale de l'amas est supposée nulle, de sorte que la contribution du kSZ est uniquement associée aux sous-structures. La brillance SZ totale est donnée par la somme de la contribution du tSZ et du kSZ convoluées par le lobe de *NIKA* et auxquelles la fonction de transfert de la chaîne d'analyse des données (dans le cas d'un traitement par bande de fréquence, voir chapitre 8) est appliquée.

La vitesse et la température choisies pour les sous-structures, d'après le travail de [Ma et al., 2009], sont données dans la table 14.1. Les cartes SZ totales simulées dans les deux bandes de

NIKA sont données par la figure 14.3. A 150 GHz, le maximum du signal est situé entre les régions C et D, correspondant physiquement à la région où le gaz est très chaud du fait de la collision entre les deux sous-groupes. La région B est également brillante avec une contribution forte du kSZ (négatif en B) par rapport au tSZ. La région A est presque invisible. Les légers rebonds observés sont dus à l'application de la fonction de transfert sur le signal (voir chapitre 9). Le signal à 260 GHz est semblable à celui à 150 GHz mis à part dans la région B où le signal kSZ annule le signal tSZ. C'est donc en particulier vers la région B, dont la vitesse est exceptionnellement élevée, que le kSZ est détectable.

On notera que cette simulation ajoute une contribution des sous-structures à un modèle global alors que celui-ci les contient déjà de manière diluée sur les anneaux de rayons donnés. En pratique, on attend donc que la contribution tSZ soit surestimée à grandes échelles. Néanmoins, celles-ci sont atténuées par la fonction de transfert. Le modèle décrit ici reste très simple et il n'est utilisé que qualitativement ou pour des estimations grossières.

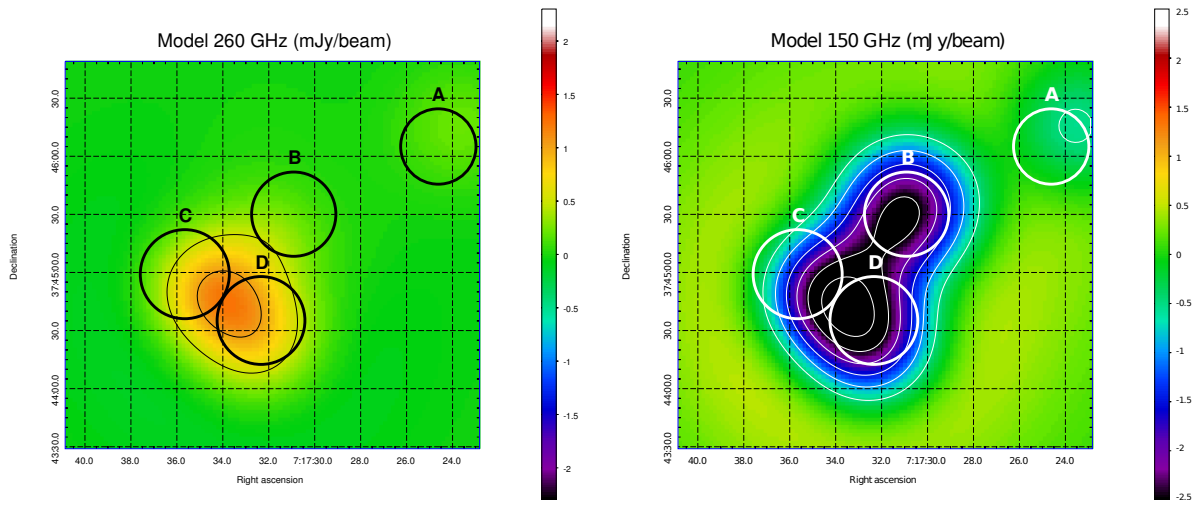


Figure 14.3 – Simulation du signal tSZ+kSZ attendu dans les bandes passantes de *NIKA* à 260 GHz à gauche et 150 GHz à droite, à partir des données X de *Chandra* et des vitesses optiques. Les échelles plus grandes que ~ 2 arcmin ont été filtrées pour tenir compte de l'application de la fonction de transfert de la réduction des données. De même, les cartes ont été convoluées avec le lobe *NIKA*. La différence de morphologie du signal entre les deux bandes permet la détection différentielle de l'effet kSZ sans effet systématique dû à l'erreur d'étalonnage dans chaque bande. L'échelle de couleur et le champ de vue sont les mêmes que pour la figure 14.4 pour permettre une comparaison directe.

14.2 Analyse préliminaire des données *NIKA*

14.2.1 Méthodologie et formalisme : vers une première cartographie tSZ+kSZ

Pour les observations discutées ici, l'objectif est la cartographie du signal SZ à la fois à 150 et 260 GHz de MACS J0717.5+3745 afin d'extraire la première carte des effets tSZ et kSZ. En combinant ces données à celles de *Chandra* en X, donnant une estimation indépendante de la température du gaz, nos données pourraient permettre de produire la première carte de vitesse du gaz selon la ligne de visée mesurée dans un amas de galaxies grâce à l'effet kSZ. Des données de haute qualité, tSZ+kSZ sont nécessaires pour séparer l'effet kSZ des corrections relativistes liées à la température du gaz.

De toute évidence, il est nécessaire d’avoir au moins une mesure dans deux bandes de fréquence pour séparer la contribution tSZ et kSZ. Pour un pixel donné de la carte, l’intensité mesurée s’écrit

$$\Delta I(\nu) = \alpha \Delta I_{tSZ}(\nu) + \beta \Delta I_{kSZ}(\nu). \quad (14.3)$$

En utilisant les observations *NIKA*, nous pouvons alors obtenir une mesure des coefficients α et β qui donnent une contrainte sur l’amplitude de chacune des composantes tSZ et kSZ. Le rapport signal sur bruit des cartes de coefficients reconstruits α et β dépend bien sûr de l’intensité du signal. En supposant une taille de pixel de 22 arcsec et une densité de flux similaire à celle mesurée avec les données *NIKA* déjà à disposition, il est nécessaire d’atteindre un niveau de bruit de 0.25 mJy/beam à 260 GHz pour obtenir une cartographie kSZ à plus de 3σ , ce qui correspond à 36 heures d’observation en incluant la calibration dans des bonnes conditions. Les spectres contraints avec les données de 2014 sont présentés dans la section 14.2 en direction de chaque groupe optique appelés A, B, C et D.

Une fois les paramètres α et β mesurés, ils peuvent être reliés à la vitesse du gaz sur la ligne de visée, v_z . Pour cela, une contrainte supplémentaire est requise pour lever la dégénérescence entre la pression P_e , la température T_e et la densité n_e . Nous pouvons ainsi utiliser la spectroscopie X disponible (*Chandra* et *XMM*) pour mesurer la température du gaz (voir par exemple [Ma et al., 2009]) et sa densité afin de contraindre sa pression de manière indépendante ($P_e = n_e k_B T_e$). À partir de là, une hypothèse sur la géométrie tridimensionnelle du gaz est nécessaire pour obtenir la vitesse v_z . La contamination résultant des sources radio et des sources sub-millimétriques doit également être prise en compte. Des données externes sont disponibles en radio ainsi que celles de Herschel en particulier à 250, 350 et 500 μm telles qu’utilisées dans [Sayers et al., 2013].

14.2.2 Détection SZ, morphologie du signal et contamination

La figure 14.4 donne les cartes *NIKA* à 150 et 260 GHz obtenues avec 5.3 heures de données lors des observations de février 2014. À 150 GHz, le signal est étendu et négatif, atteignant jusqu’à $\simeq 15\sigma$ au pic, dans la région entre C et D tel qu’attendu. À 260 GHz, le signal est positif et étendu dans la région voisine des groupes C et D. Il atteint seulement 3σ au pic (0.5 mJy/beam $\equiv 1\sigma$ au centre) puisque le bruit est plus élevé qu’à 150 GHz. Aucun signal n’est détecté dans la région B tel qu’attendu d’après le modèle tSZ+kSZ. La morphologie des deux cartes est en bon accord avec la simulation, mais son amplitude est plus forte à 260 GHz et plus faible à 150 GHz. Cependant, la simplicité de la simulation ne permet pas d’en tirer de fortes conclusions. Le signal est morphologiquement incohérent avec un modèle tSZ seul. Les cartes obtenues sont cohérentes avec celles de Bolocam [Sayers et al., 2013], une fois le lobe (trois fois plus grand) pris en compte, mais pour 5.3 heures d’observation au lieu de 40 heures pour Bolocam.

En plus du signal SZ, on note la présence de trois excès de signal dans la partie Est de la carte à 150 GHz. Le plus fort, au Sud-Est, est dû à l’émission d’une galaxie d’avant-plan visible également en X (figure 14.2), en optique, en radio, et détectée également à 260 GHz. L’excès le plus à l’Est coïncide avec une source ponctuelle X, mais n’est pas significatif. L’excès visible au Nord-Est coïncide avec la région la plus brillante d’un halo radio relique dans l’amas [van Weeren et al., 2009], qui trace l’accélération de particules due au choc entre les groupes.

La carte à 260 GHz est contaminée par quelques sources ponctuelles sub-millimétriques que l’on identifie qualitativement à partir des données Herschel utilisées par [Sayers et al., 2013], que nous n’avons pas encore à disposition. En plus de la galaxie d’avant-plan identifiée à 150 GHz, il semblerait entre autres que les pics d’émission les plus intenses au Nord, au Sud-Ouest, et à l’Ouest de la région D (inclus dans le cercle) soient des galaxies infrarouges. La région B, en

revanche n'est pas contaminée dans un rayon de plus de 30 arcsec. La région C est seulement contaminée par la galaxie d'avant-plan.

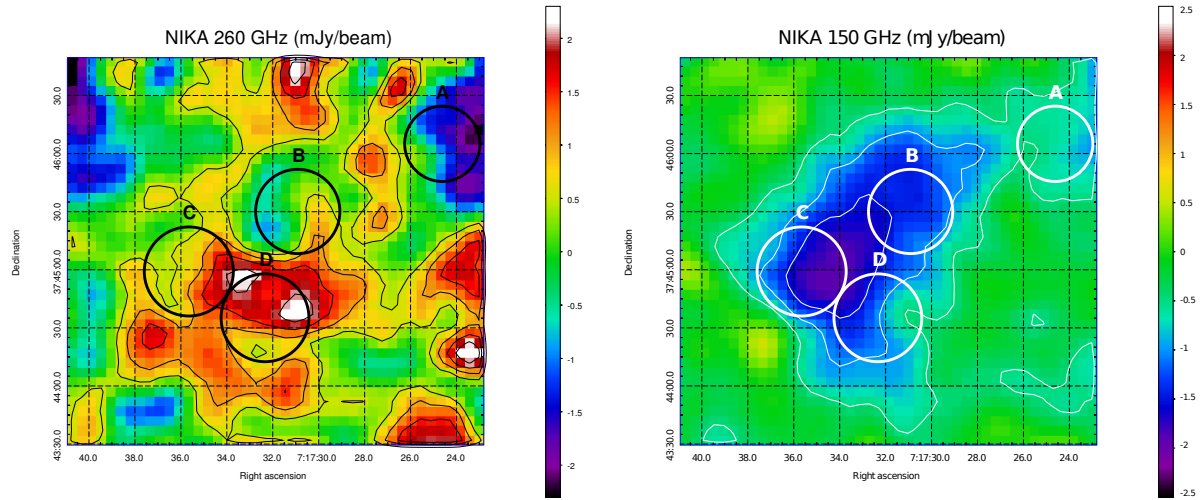


Figure 14.4 – Cartes SZ NIKA issues des données de février 2014 à 260 GHz (gauche) et 150 GHz (droite). L'échelle de couleur est la même que pour la figure 14.3. Publié dans [Adam et al., 2014a].

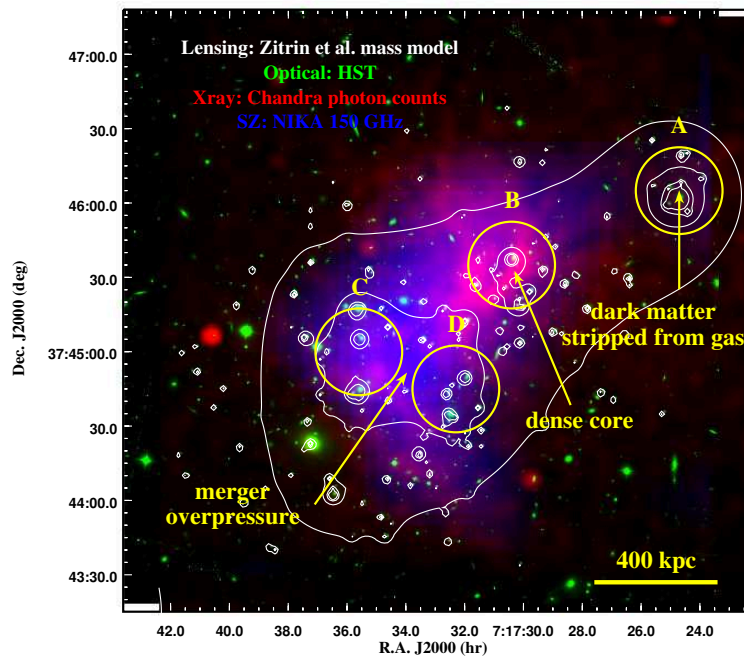


Figure 14.5 – Image composite de MACS J0717.5+3745 illustrant la complémentarité des données multi-longueur d'onde dans le cas d'un système complexe. Les données sont listées dans les légendes et ont été présentées indépendamment sur les figures précédentes. On rajoute ici les données HST optiques du programme CLASH [Postman et al., 2012] en vert. La position des sous-structures est donnée en jaune.

Les données à disposition représentées sur la figure 14.5 peuvent être combinées pour donner une description physique complète de l’amas et de son histoire. Les quatre sous-structures (A, B, C et D) identifiées en optique, correspondant à une sur-densité locale de galaxies, sont chacune associées à un sous-amas. Le groupe A a déjà traversé une première fois l’amas. Son gaz a été arraché et il s’agit de la raison pour laquelle il est presque invisible en X et en SZ, bien que la distribution surfacique de masse montre un excès clair qui est dû aux galaxies elles-mêmes et à la matière noire qui sont passées sans interagir. L’amas originel principal est formé par l’interaction entre les groupes C et D. Celle-ci chauffe le gaz de manière extrême, conduisant à une pression très élevée et donnant lieu au maximum du signal SZ dominé par la contribution thermique. Le maximum de la distribution de masse est également dans cette région et le signal SZ trace bien la masse en général. Le signal radio relique [van Weeren *et al.*, 2009] situé dans cette région confirme la présence d’un choc entre C et D. Il indique l’accélération de particules ainsi qu’une contribution non-thermique à la physique du gaz. Le sous-groupe B est quant à lui en train de tomber vers l’amas principal (en direction de l’observateur) avec une très grande vitesse selon la ligne de visée, ~ 3000 km/s. Son cœur froid et dense contribue à ce que l’amplitude du signal kSZ soit très élevée dans cette région (voir équations 3.11 et 3.12), favorisant sa détection par rapport au signal tSZ.

14.2.3 Contraintes sur l’effet Sunyaev-Zel’dovich cinétique

Bien que les contaminants externes au signal SZ ne soient pas soustraits, nous utilisons l’approche détaillée dans la préparation des observations pour contraindre l’amplitude des spectres tSZ et kSZ. Nous nous concentrons ici uniquement sur les régions B et C. En effet, le rapport signal sur bruit de la région A (située en bord de carte avec un bruit élevé et un signal faible) est trop faible pour apporter une contrainte et la région D est fortement contaminée par plusieurs sources sub-millimétriques. La brillance moyenne est calculée dans un disque de 20 arcsec de rayon placé proche des régions B et C, défini de manière à éviter au mieux les sources ponctuelles connues. La brillance initialement mesurée en Jy/beam sur les cartes de la figure 14.4 est converti en Jy/sr tel que décrit au chapitre 8. Un facteur de filtrage (atténuation du signal) est calculé à partir du rapport des cartes simulées avant et après application de la fonction de transfert de la chaîne d’analyse des données. On obtient une valeur quasi-constante sur l’extension du signal, de 1.9 à 150 GHz et 1.4 à 260 GHz. Les brillances sont alors corrigées de ce facteur, mais l’incertitude sur celui-ci est négligée. Les densités de flux mesurées dans les régions sélectionnées sont enfin utilisées pour contraindre l’amplitude des spectres tSZ et kSZ (équations 3.5 et 3.12) prises aux fréquences effectives de *NIKA*. Les bandes passantes ne sont pas utilisées pour prendre en compte la dépendance spectrale des effets tSZ et kSZ dans les résultats présentés ici, mais l’erreur correspondante est de l’ordre de quelques pourcents, similairement aux corrections de couleur. La figure 14.6 présente les contraintes obtenues dans les régions B et C. Les spectres sont corrigés des effets relativistes en utilisant la température basée sur le travail de [Ma *et al.*, 2009]. L’excès observé dans la région C peut être expliqué à la fois par une contamination astrophysique dans la bande à 150 GHz et 260 GHz, qui abaisserait globalement le spectre total de sorte que la contribution kSZ ne soit plus nécessaire. En revanche, une contamination astrophysique dans la région B aurait pour effet de diminuer la mesure de la densité de flux SZ réelle, nécessitant alors une contribution encore plus grande de l’effet kSZ pour l’expliquer. Une estimation plus robuste des barres d’erreur et une analyse plus approfondie, incluant les données de 2015 est indispensable, mais la mesure effectuée ici est d’ores et déjà encourageante. La contrainte obtenue par intégration directe de la carte exclue l’absence d’effet kSZ à 2.4σ (vers le bas, spectre kSZ négatif) dans la région B et 1.8σ (vers le haut, spectre kSZ positif) dans la région C. Le flux mesuré à 150 GHz est compatible dans les barres d’erreur entre les deux régions alors qu’il

diffère par 2.9σ à 260 GHz, excluant un indice spectral constant sur l'amas attendu pour l'effet tSZ.

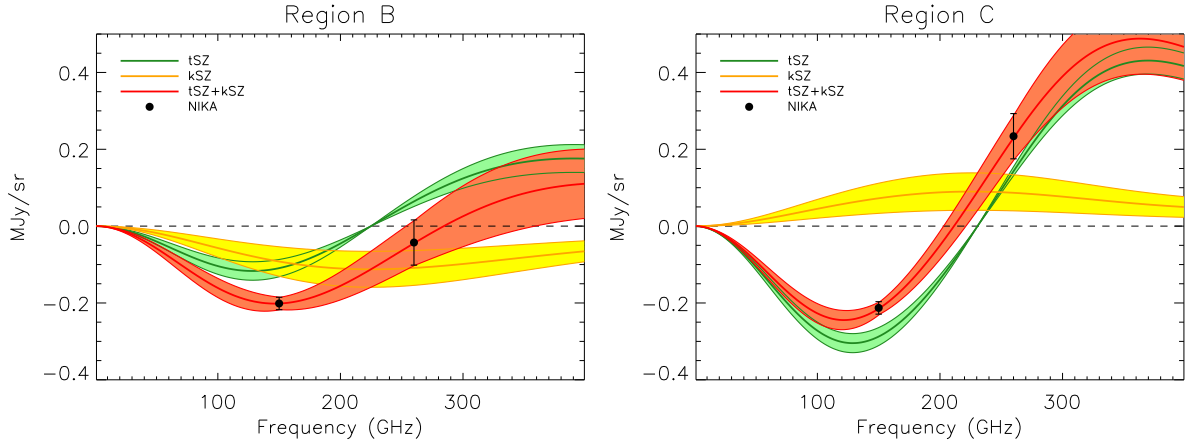


Figure 14.6 – Contraintes sur les contributions tSZ et kSZ d'après la mesure NIKA dans les régions B et C. Le spectre total est en rouge, le spectre tSZ en vert et le spectre kSZ en jaune. Les points de données sont les mesures NIKA. Les contours donnent les contraintes à 1σ .

14.3 Conclusions et travail futur

MACS J0717.5+3745 a été observé par *NIKA* en vue d'étudier la morphologie de l'un des systèmes les plus complexes du ciel, en tant que projet pilote pour *NIKA2*. Ces observations ont été un succès majeur et les cartes réalisées ont révélé des signes forts de la présence d'une contribution cinétique au signal SZ mesuré. Un résultat similaire a été publié, juste avant que l'amas soit observé par *NIKA*, avec les données de Bolocam. Pour aller au-delà de la détection, MACS J0717.5+3745 a été proposé et accepté pour de nouvelles observations dont l'objectif était la cartographie des effets tSZ et kSZ ainsi que l'extraction d'une carte de vitesses du gaz sur la ligne de visée. Les observations n'ont eu lieu que partiellement du fait des conditions météorologiques désastreuses et les données supplémentaires n'ont pas encore été combinées aux anciennes. L'analyse préliminaire présentée ici a permis d'étudier en détail la physique de l'amas en combinant les données *NIKA* avec d'autres longueurs d'onde. Les cartes *NIKA* ont également été comparées à une modélisation de l'amas basée sur les données X et optique, dans le but de valider sa morphologie et de prévoir le signal attendu en terme de composante tSZ et kSZ. L'intégration directe des cartes dans deux régions distinctes de l'amas *a priori* libre de contaminant astrophysique a donné une première contrainte sur la composante kSZ avec une vitesse de gaz nulle exclue à 2.4σ . Une analyse plus poussée avec une estimation plus robuste des erreurs est néanmoins nécessaire, et elle est en cours, afin de pouvoir publier ces résultats qui apparaissent déjà très compétitifs.

15

Vers les observations futures avec *NIKA2*

Sommaire

15.1 Premier suivi d'amas <i>Planck</i> avec <i>NIKA</i>	227
15.1.1 Sélection des sources	228
15.1.2 Résultats préliminaires	228
15.1.3 Perspectives à court terme	229
15.2 Vers l'étude des amas de galaxies avec <i>NIKA2</i>	230
15.2.1 <i>NIKA2</i> : une caméra double bandes à grand champ de vue idéale pour la mesure de l'effet SZ	230
15.2.2 Définition d'un échantillon d'amas pour la cosmologie et opportunités scientifiques avec <i>NIKA2</i>	231
15.2.3 Observations d'intérêt dans des amas individuels	232

Jusqu'ici, *NIKA* a été utilisé pour mettre à disposition les observations de quatre amas de galaxies de nature diverse. En plus de cela, deux amas découverts par *Planck* ont été observés en novembre 2014, constituant un cas d'étude semblable aux observations prévues avec *NIKA2*. Au jour de l'écriture de cette thèse, *NIKA* a été démonté et retiré du télescope pour laisser place à *NIKA2* qui sera installé de façon permanente en fin septembre 2015. Ce chapitre vise à discuter de la préparation des observations tSZ envisagées pour *NIKA2*. Dans ce cadre, nous commencerons par présenter les résultats préliminaires et les perspectives à court terme associées à l'observation des deux amas découverts par *Planck*. Ensuite, ce chapitre discutera des perspectives scientifiques envisagées avec *NIKA2* en ce qui concerne l'observation des amas de galaxies par effet tSZ.

15.1 Premier suivi d'amas *Planck* avec *NIKA*

Jusque-là, la caméra *NIKA* a été utilisée pour observer des amas très intéressants, mais relativement bien connus par ailleurs. *NIKA2* sera utilisé pour observer un échantillon d'amas défini à partir des catalogues de *Planck* et *ACT*, dont certains n'étaient pas connus avant *Planck*. Pour tenter une première observation de ce type, *NIKA* a été utilisé en novembre 2014 pour effectuer les suivis en tSZ à haute résolution. Trois amas à $z > 0.5$ détectés par *Planck* ont été choisis pour être inclus dans le projet pilote pour *NIKA*. Tous ces amas ont été retenus

afin d’acquérir des données externes relativement riches, telles que X (*XMM*, faisant partie du grand programme d’études des amas *Planck* à $0.5 > z > 0.7$, et dont le P.I. est M. Arnaud) et optiques obtenues par le VLT et Subaru

15.1.1 Sélection des sources

Les trois amas PSZ1 G045.85+57.71, PSZ1 G155.25-68.42 et PSZ1 G046.13+30.75 ont été sélectionnés. Leurs propriétés attendues sont données par la table 15.1. Ils ont été choisis d’après les critères suivants :

1. Récemment découverts par le satellite *Planck* et confirmés être de vrais amas par un suivi X.
2. Redshift plus grand que 0.5 pour assurer une taille angulaire adaptée au champ de vue *NIKA*.
3. Fort signal tSZ attendu. Le paramètre de Compton intégré, jusqu’à un rayon R_{500} , est $Y_{500} \simeq (0.82, 1.03 \text{ et } 0.77) \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ respectivement pour les trois amas. En comparaison, $Y_{500} = (1.77 \pm 0.32) \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ pour RX J1347.5-1145 ($z=0.45$) dont le pic de signal est à $\simeq 10 \text{ mJy/beam}$. On attend donc une densité de flux au pic de l’ordre de 3-5, 4-6 and 3-4 mJy/beam respectivement, en supposant une distribution de flux similaire.
4. Bonne visibilité durant la période d’observation.
5. Relativement circulaire avec une morphologie plutôt piquée en X comme indicateur de système relaxé (voir figure 15.1), en opposition à la plupart des systèmes observés jusqu’ici, permettant de sonder différents états dynamiques.
6. Comme attendu pour ces amas *Planck*, les objets sont massifs avec $M_{500} > 5 \times 10^{14} M_{\odot}$.

Table 15.1 – *Caractéristiques de l’échantillon défini.*

Amas	R.A.	Dec.	z	$Y_{500} \times 10^3$ (arcmin ²)	Commentaires
PSZ1 G045.85+57.71	15h18m20.8s	+29°27’37"	0.61	0.82	Allongé mais relaxé en X. Observé avec Subaru. Pic tSZ à 3-5 mJy/beam.
PSZ1 G155.25-68.42	01h37m25.0s	-08°27’35"	0.57	1.03	Léger décalage du centre X. Observé avec VLT. Pic tSZ à 4-6 mJy/beam.
PSZ1 G046.13+30.75	17h17m05.8s	+24°04’25"	0.57	0.77	Compact en X. Observé avec Subaru. Pic tSZ à 3-4 mJy/beam.

15.1.2 Résultats préliminaires

Les amas PSZ1 G046.13+30.75 et PSZ1 G045.85+57.71 ont été observés pour un temps utile de 6.0 et 7.5 heures respectivement, mais dans de mauvaises conditions atmosphériques (turbulentes et avec une opacité élevée). PSZ1 G155.25-68.42 n’a pas été observé. Aujourd’hui, nous disposons uniquement d’une réduction préliminaire des données dont les cartes tSZ sont présentées par la figure 15.1 avec leur contrepartie X. Les deux amas sont détectés à 150 GHz. Dans le cas de PSZ1 G046.13+30.75, le maximum coïncide avec le centre X, mais on remarque une extension vers le Sud. Un excès en forme d’arc est également distinguable en X et le signal

tSZ pourrait tracer un choc à cet endroit. Une source radio brillante est visible au Nord-Ouest et coïncide avec une source X. Un léger excès, mais coïncidant dans les deux bandes *NIKA* juste en dessous de la source radio pourrait être le signe de la présence d'une source infrarouge. Le rapport signal sur bruit de PSZ1 G045.85+57.71 est notablement meilleur et l'amas est bien détecté à 150 GHz. On note une forme allongée également visible en X, mais beaucoup moins piquée en tSZ. La carte à 260 GHz présente un excès au centre qui semble signer la présence d'une source infrarouge.

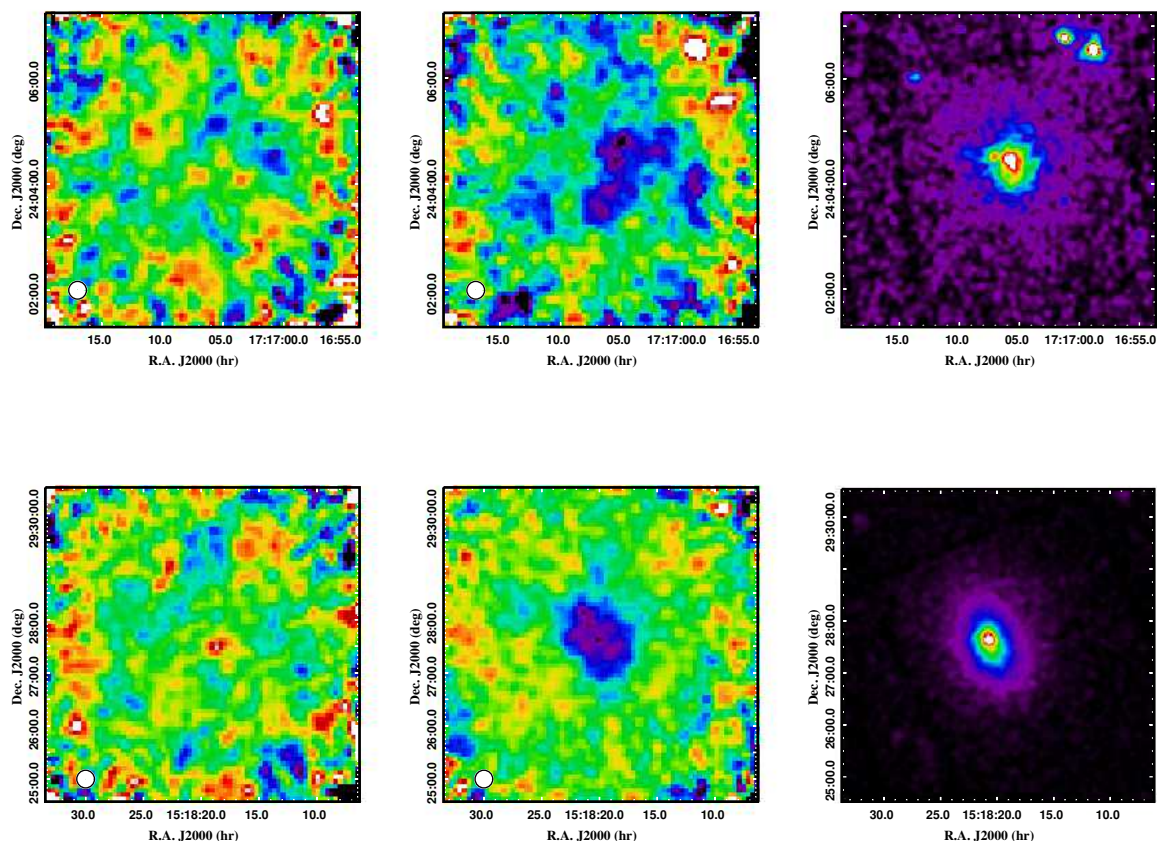


Figure 15.1 – Cartes tSZ non étalonnées à 260 (gauche) et 150 GHz (centre) des amas observés. L'échelle de couleur linéaire n'est pas représentée, car les données ne sont pas étalonnées. Les contreparties X sont présentées sur la droite, elles ont été fournies par Gabriel Pratt et le P.I. de ces données est Monique Arnaud. Les panneaux du haut donnent l'amas PSZ1 G046.13+30.75 et ceux du bas PSZ1 G045.85+57.71. La taille du champ de vue est de 6 arcmin.

15.1.3 Perspectives à court terme

Le but de l'observation de ces sources est la détection et la caractérisation du signal tSZ au niveau des cartes et du profil, ce qui semble être en bonne voie surtout pour PSZ1 G045.85+57.71. Grâce à ces observations en combinaison avec les données externes, l'objectif immédiat sera :

1. Tester la morphologie tSZ. Ces amas apparaissent comme relativement relaxés en X, mais c'est grâce au signal tSZ, comme par exemple dans le cas de RX J1347.5-1145, que des collisions d'amas ont pu être identifiées.

2. Extraire la distribution de pression thermique grâce aux données *NIKA* résolues. Celle-ci sera comparée à la prédiction *XMM*. Les deux mesures combinées peuvent être utilisées pour calculer de manière indépendante le profil de pression, le profil de température, et l'entropie. De par la différence de dépendance en densité du gaz des observables par rapport à l'ICM, cette analyse permettra de contraindre les inhomogénéités de température et les sous-structure (*clumping*) dans le gaz, ce qui n'a jamais été fait à $z > 0.5$.
3. Calculer le flux tSZ total Y_{tSZ} et le comparer avec son analogue X défini comme $Y_X = M_{\text{gas}} \times T_X$, et la luminosité X , L_X . En utilisant la masse totale calculée en supposant l'équilibre hydrostatique, comparée à la masse issue de l'effet de lentille gravitationnelle (d'après Subaru), il sera possible de contraindre la normalisation entre Y_{tSZ} et la relation masse observable à $z > 0.5$ et tester l'évolution de la relation.
4. Préparer le grand programme tSZ avec *NIKA2* dans le cas d'observations typiques du suivi des amas *Planck*.

15.2 Vers l'étude des amas de galaxies avec *NIKA2*

15.2.1 *NIKA2* : une caméra double bandes à grand champ de vue idéale pour la mesure de l'effet SZ

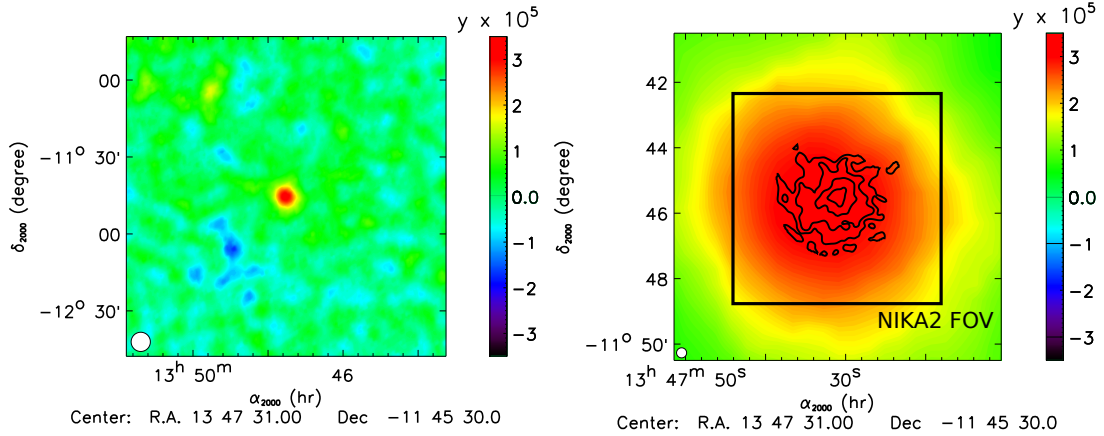


Figure 15.2 – Comparaison des cartes *NIKA* et *Planck* de l'amas *RX J1347.5-1145*. **Gauche** : carte de paramètre de Compton *MILCA* [Hurier et al., 2013] de *Planck*. **Droite** : même carte sur un champ de vue plus petit avec les contours *NIKA*. Le lobe représenté par le disque blanc est celui de *Planck* à gauche et celui de *NIKA* (et *NIKA2*) à droite. Le champ de vue instantané de *NIKA2* sera de la taille du lobe *Planck* ; il est représenté par le contour noir sur la figure de droite.

La structure de l'instrument *NIKA2* est très similaire à celle de *NIKA* mais avec un plus grand champ de vue et plus de détecteurs. Elle a été discutée au chapitre 4. Le champ de vue prévu est de 6.5 arcmin, échantillonné par trois matrices de KIDs, au lieu de 1.8 arcmin pour deux matrices avec *NIKA*. Les bandes passantes prévues sont semblables, centrées autour de 150 et 260 GHz avec une matrice de 1000 pixels à 150 GHz et deux matrices de 2000 pixels chacune à 260 GHz, sensibles à la polarisation. La résolution angulaire attendue est similaire à celle de *NIKA*, soit environ 12 et 18 arcsec FWHM à 260 et 150 GHz respectivement. Les sensibilités devraient aussi être similaires, avec 10 et 15 mJy $\text{s}^{1/2}$ à 150 et 260 GHz comme objectif (voir table

4.1). Avec de telles caractéristiques, *NIKA2* sera à même de cartographier très rapidement le signal tSZ dans les amas de galaxies. De plus, les échelles angulaires mesurables seront multipliées par environ un facteur trois. Le champ de vue instantané de *NIKA2* sera d’une taille similaire à la résolution angulaire des cartes tSZ *Planck*. Ainsi, en combinant les cartes *NIKA2* et *Planck*, il sera possible de reconstruire le signal tSZ à toutes les échelles jusqu’à 20 arcsec environ. La figure 15.2 illustre cette possibilité en superposant la carte *NIKA* de RX J1347.5-1145 à celle de *Planck*. La construction de l’instrument est récompensée par 1300 heures de temps garanti dont 300 heures seront dédiées à la thématique des amas de galaxies. Nous discutons dans la suite des aspects scientifiques auxquels elles seront dédiées.

15.2.2 Définition d’un échantillon d’amas pour la cosmologie et opportunités scientifiques avec *NIKA2*

En plus des thématiques abordées à la section 15.1.3, de nombreuses questions restent ouvertes et sont le sujet de recherches actives en cosmologie, parmi lesquelles on note :

1. Comment la distribution de galaxies, de matière noire, et du gaz évoluent ensemble durant la formation des amas, à la fois à petites et grandes échelles ?
2. Comment la forme tridimensionnelle des amas affecte les observables, en opposition à la symétrie sphérique largement adoptée ?
3. Quelle est la fraction de composante non-thermique et comment biaise-t-elle les observables ?
4. Comment les processus physiques évoluent durant la formation des structures et avec le redshift ?

Alors que les études détaillées d’amas individuels sont relativement communes dans l’Univers proche et permettent de répondre en partie à ces questions, ce n’est plus le cas à haut redshift. Malheureusement, c’est précisément à haut redshift que la formation des structures est la plus efficace et les amas plus sensibles à la cosmologie sous-jacente. De plus, les relations d’échelle utilisées pour la cosmologie, qui lient les observables à la masse des amas, sont étalonnées sur des amas proches en utilisant des relations théoriques d’évolution en redshift. Vérifier expérimentalement de telles évolutions et caractériser la dispersion des relations d’échelle est indispensable pour utiliser les amas comme sondes cosmologiques fiables.

L’un des axes de recherche accessible avec *NIKA2*, et d’une importance capitale pour la cosmologie avec les amas, est l’étude de leur évolution sur un échantillon représentatif, défini à partir du catalogue *Planck* à hauts redshifts, $0.5 < z < 1.5$. En 300 heures d’observation au total, et en supposant environ 5 heures d’observations par amas est un bon compromis entre le nombre d’amas et la profondeur des données, on peut envisager l’observation d’un échantillon de 50 objets. A ces redshifts, les cartes *Planck* ne sont pas résolues mais peuvent être utilisées pour contraindre le flux tSZ total (voir figure 15.2) tel qu’effectué au cours de cette thèse. Les amas observés avec *NIKA2* seront également observés avec *XMM* pour contraindre conjointement et indépendamment leurs propriétés thermodynamiques radiales et à deux dimensions (voir section 15.1.3). Des observations optiques et infrarouges proches complémentaires sont également en discussion. Elles permettront de fournir la distribution de galaxies dans les amas observés, mais également des données de lentille gravitationnelle faible et éventuellement forte (voir par exemple [Zitrin *et al.*, 2011; Postman *et al.*, 2012] pour les données HST déjà disponibles). Les résultats d’une étude jointe multi-longueur d’onde systématique seront entre autres :

1. Tester l’hypothèse de l’équilibre hydrostatique, c’est-à-dire mesurer le biais hydrostatique, en fonction du redshift et de la distance au centre de l’amas. Cela peut être fait en combinant les données résolues du profil de masse hydrostatique extrait à partir des propriétés

du gaz d’après les données X et tSZ, et le profil de masse extrait des données optiques (par lentille gravitationnelle, indépendante du gaz).

2. Sonder de manière quantitative la fraction de support non-thermique en fonction de l’état dynamique de l’amas et en fonction du redshift. L’état dynamique peut être défini par exemple comme une combinaison des écarts entre les centres tSZ, X, et de la position de la BCG, ou encore des barycentres X et tSZ en fonction du rayon d’ouverture considéré par rapport au pic de signal.
3. Contraindre la distribution spatiale de matière noire par rapport au contenu stellaire et l’interaction avec la distribution de masse baryonique. Ce test permettra de cerner les processus de formation et d’évolution avec le redshift.
4. Contraindre la triaxialité des amas et son impact sur la reconstruction des observables. Les sondes tSZ, X, et optique ayant une sensibilité différente aux propriétés physiques des amas sur la ligne de visée, elles permettent en principe de contraindre la géométrie des sources observées. Alors que les simulations numériques suggèrent que les amas sont triaxiaux en général, ils sont généralement supposés à symétrie sphérique (tel que l’on a pu le faire dans cette thèse) du fait de la difficulté de sonder leur géométrie en trois dimensions. Ce constat peut conduire à des biais et influencer la dispersion apparente des relations d’échelle. On pourra se référer à [Limousin *et al.*, 2013] pour plus de discussion, et l’on notera les résultats de [Morandi *et al.*, 2012] pour contraindre la géométrie d’un amas proche, Abell 1835 ($z = 0.25$), à partir de données X, tSZ et de lentille gravitationnelle.

Pour interpréter les résultats qui seront observés, il pourra être utile de les comparer à des simulations numériques hydrodynamiques complètes. On pensera par exemple à RHAPSODY [Wu *et al.*, 2013b; Wu *et al.*, 2013a], dans laquelle 96 amas massifs sont re-simulés depuis $z = 12$ permettant de tracer les processus d’évolution. On notera que de plus, RHAPSODY permet de produire les observables attendues dans les longueurs d’onde d’intérêt pour les amas simulés.

L’information apportée par de telles études sur un échantillon homogène et représentatif d’amas de galaxies à haut redshift sera capital dans l’utilisation des relations d’échelle qui lient les observables à la cosmologie, ainsi que la modélisation des amas dans ce cadre. Si l’on se projette à plus long terme avec les observations optiques et infrarouge proche prévues par LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*, [LSST Science Collaboration *et al.*, 2009]) et Euclid [Laureijs *et al.*, 2011] à partir de ~ 2020 , des dizaines de milliers d’amas seront détectés. Les contraintes cosmologiques que ces expériences vont pouvoir apporter à partir de cette sonde dépendent largement des progrès qui seront faits en ce qui concerne les relations entre la masse des objets et les observables à disposition. Dans ce contexte et celui des observations *NIKA2*, on notera le travail de [Maughan, 2014] qui utilise une approche multi-sondes auto-cohérent sur les relations entre les différentes observables et leur lien avec la masse des amas. Les résultats prospectifs listés ci-dessus dans le cadre de *NIKA2* pourront parfaitement s’insérer dans une telle analyse et apporter une information nécessaire sur la dépendance en redshift des relations utilisées.

15.2.3 Observations d’intérêt dans des amas individuels

Les aspects scientifiques décrits ci-dessus s’insèrent dans un grand programme cosmologique *NIKA2*. En plus de ce programme, il est envisageable d’observer des amas avec un objectif spécifique par objet, pour un temps d’observation plus élevé par cible, discuté de manière non-exhaustive ici.

On commencera par citer l’étude des chocs dans l’ICM en tSZ, utilisant les amas comme laboratoire astrophysique. Dans ce cadre, la complémentarité entre les observations tSZ, radio (relique radio) et X, est majeure. Le nombre de Mach, qui peut être obtenu de manière indépendante en radio (indice spectral du signal) et tSZ/X à partir d’un saut dans la distribution du

gaz, renseigne sur les processus physiques en jeu comme par exemple l'accélération de particules [Feretti *et al.*, 2012].

Les régions peu denses très externes des amas commencent à être étudiées précisément en X. Les phases multiples de l'ICM et les agglutinations en sous-groupes du gaz (*clumping*) sont particulièrement importantes en terme d'impact sur les observables dans ces régions. De plus, la définition de la frontière physique des amas n'est pas simple. Il existe cependant une région d'intérêt majeur à laquelle le matériel tombant dans le puits de potentiel subit une "éclaboussure" vis-à-vis de celui qui vient d'être accréte [Adhikari *et al.*, 2014]. Ce processus est responsable de l'augmentation significative de la raideur du profil de densité des amas à ce rayon, et appelé *splashback radius* en anglais. Il donne une frontière physique à la notion d'amas. Sa position dépend *a priori* essentiellement du taux d'accrétion et du redshift. Les observations X étant limitées par le nombre de photons mesurés, des observations tSZ très profondes et résolues à haut redshift apporteraient un éclairage majeur sur les processus d'accrétion mis en jeu.

Restons dans les régions externes des amas pour s'intéresser aux systèmes par paires qui sont souvent à un stade jeune de collision. Ils tracent également la structure filamentaire de la toile cosmique. Pour des raisons similaires à celles abordées ci-dessus, les observations tSZ résolues sont très intéressantes pour compléter les données X. On citera par exemple les paires d'amas Abell 399–401 [Planck Collaboration *et al.*, 2013e; Sakelliou et Ponman, 2004] et Abell 222–223 [Werner *et al.*, 2008] qui sont détectées par *Planck*.

Finalement, on mentionnera la capacité unique de *NIKA2* pour l'observation résolue de l'effet kSZ dans des amas individuels. On se référera au chapitre 14 pour une discussion sur ses intérêts scientifiques.

Quatrième partie

Analyse des données de *Planck* en polarisation

16

Planck : un satellite pour observer le fond diffus cosmologique en température et polarisation

Sommaire

16.1 Le satellite <i>Planck</i> et ses instruments	238
16.1.1 Le satellite	238
16.1.2 HFI et LFI	238
16.1.3 Le plan focal	239
16.1.4 Stratégie de pointage	241
16.2 Construction des cartes	242
16.2.1 Traitement des données ordonnées en temps <i>Planck</i>	242
16.2.2 Etalonnage et construction des cartes	243
16.3 Résumé	246

Planck est le satellite de troisième génération dédié à l'observation du CMB. Il s'agit d'une mission ESA¹ (*European Spatial Agency*) qui succède à *COBE* et *WMAP* (NASA). *Planck* a été lancé le 14 mai 2009 depuis le port spatial de Kourou en Guyane, en même temps que le satellite *Herschel* dont nous avons utilisé les données au chapitre 13. L'objectif principal de *Planck* est l'étude de l'Univers primordial et de son évolution, à travers les anisotropies en température et en polarisation du CMB. En plus du CMB, on compte parmi les objectifs de *Planck* l'observation d'amas de galaxies par effet tSZ, l'étude de l'émission diffuse galactique (synchrotron, poussière, *bremsstrahlung*, monoxyde de carbone), l'étude des sources compactes galactiques et extragalactiques, et le fond diffus infrarouge [The Planck Collaboration, 2006]. *Planck* comprend deux instruments, HFI (*High Frequency Instrument*) et LFI (*Low Frequency Instrument*), qui ont scanné le ciel (sub-)millimétrique en continu depuis le 12 août 2009 jusqu'au 13 janvier 2012 pour HFI et 23 octobre 2013 pour LFI. Les données ont été partiellement livrées à la communauté successivement en 2011, 2013 et en 2015 avec pour la première fois les données en polarisation.

Dans les trois chapitres suivants, nous allons nous intéresser à l'analyse des données de *Planck* en polarisation. Pour commencer, nous traiterons ici des aspects techniques concernant le satellite, et qui seront nécessaires à la compréhension de la problématique traitée par la suite.

1. <http://www.esa.int/Planck>

Nous insisterons sur l'instrument, la stratégie de pointage, et la reconstruction des cartes à partir des données ordonnées en temps, leurs rôles étant capitaux pour la polarisation.

16.1 Le satellite *Planck* et ses instruments

16.1.1 Le satellite

Le satellite *Planck* [Tauber *et al.*, 2010; Planck Collaboration *et al.*, 2011a] est constitué des deux instruments LFI et HFI, couplés à un télescope de type Grégorien. Le miroir primaire mesure 1.7 mètres de diamètre et le secondaire 1 mètre. Une enceinte permet de minimiser l'entrée de lumière parasite. Le pointage est assuré par l'intermédiaire d'un senseur stellaire. L'alimentation électrique se fait par des panneaux solaires qui font face au Soleil en permanence. Ils permettent également de faire de l'ombre à la partie froide où se situent les instruments. Un module de service contient l'électronique ainsi que des réserves d'hélium nécessaires à la cryogénie.

Les détecteurs ont besoin d'être refroidis pour fonctionner, ce qui fait de la cryogénie une partie importante de *Planck* [Planck Collaboration *et al.*, 2011b]. On distingue quatre étages. Le premier est passif et assuré par trois ailettes de refroidissement qui permettent de passer successivement à 150, 100, et 50 K, séparant les parties chaudes et froides du satellite. La température des miroirs primaire et secondaire est alors légèrement inférieure à 40 K. Le deuxième étage repose sur le refroidissement actif par détente d'hydrogène dans un cycle de Joule-Thomson par le *Sorption Cooler Switcher* [Bhandari *et al.*, 2000]. La température correspondante est de ~ 18 K et c'est celle des détecteurs de LFI. Le troisième étage permet d'atteindre 4 K grâce à une détente de Joule-Thomson avec de l'hélium. Cette température sert de référence pour LFI qui la compare avec la mesure du ciel. La mécanique utilisée à ce stade est responsable de vibrations à hautes fréquences qui induisent des raies en fréquence dans les données et qui doivent être traitées dans la chaîne d'analyse. Le dernier étage comporte une partie à 1.6 K et une autre à 100 mK qui est la température de fonctionnement des détecteurs HFI. Cette température est atteinte par une dilution hélium 3 – hélium 4 en circuit ouvert [Benoît *et al.*, 1994], ce qui a limité le temps de fonctionnement de HFI.

16.1.2 HFI et LFI

Planck offre pour la première fois une couverture complète du ciel entre 30 et 857 GHz grâce à LFI entre 30 et 70 GHz, et HFI à hautes fréquences à partir de 100 GHz. La table 16.1 résume les performances en vol pour les différents canaux des deux instruments d'après [Planck Collaboration *et al.*, 2015a].

LFI [Bersanelli et Mandolesi, 2000; Mennella *et al.*, 2011] utilise des radiomètres qui observent le ciel à 30, 44 et 70 GHz et permettent de mesurer la polarisation. La résolution angulaire de LFI varie de 32.29 à 13.21 arcmin (FWHM). Dans ce sens, LFI est proche de *WMAP*, mais plus sensible. A ces fréquences, LFI est particulièrement adapté pour mesurer, autre que le CMB, le rayonnement synchrotron galactique et le *bremsstrahlung* en intensité, et le synchrotron en polarisation.

HFI [Lamarre *et al.*, 2003; Lamarre *et al.*, 2010], instrument sur lequel cette partie de la thèse se concentre, observe le ciel à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz, dont seuls les quatre premiers canaux permettent de mesurer la polarisation. La résolution de HFI varie respectivement de 9.68 à 4.64 arcmin (FWHM). L'instrument utilise des bolomètres, qui absorbent les photons

et les convertissent en chaleur. La variation de température qui en découle peut être reliée à la puissance optique à travers la tension aux bornes des bolomètres, qui est la grandeur brute mesurée. Les bolomètres sont constitués de grilles permettant d’absorber les photons tout en minimisant le nombre d’impacts dus au rayonnement cosmique venant polluer le signal. La sensibilité de HFI est limitée par le bruit de photon. On note la présence de 16 thermomètres et de deux bolomètres aveugles permettant de décorrélérer les fluctuations thermiques affectant les autres détecteurs. Les canaux basses fréquences de HFI (jusqu’à 353 GHz, dit canaux CMB) sont optimisés pour le CMB et l’émission thermique de la poussière y est l’avant-plan principal. On note également que les raies d’émission moléculaires du monoxyde de carbone (CO) tombent dans les fréquences HFI, en particulier dans le canal à 100 GHz. Finalement, on remarquera que HFI est idéal pour mesurer le spectre tSZ des amas et le canal à 217 GHz se situe au zéro du spectre tSZ.

Transmission des données L’ensemble des données recueillies par le télescope et les deux instruments est transmis aux stations de l’ESA sur Terre 3h par jour grâce aux stations de New Norcia en Australie, et de Cebreros en Espagne. La fréquence d’échantillonnage est de 180.3737 Hz pour HFI. Les données sont acheminées à l’ESOC (*ESA’s Space Operations Centre*, Darmstadt) puis envoyées au *Data Processing Center* (DPC) de chacun des instruments. En ce qui concerne HFI, le centre de réception est l’Institut d’Astrophysique Spatiale où les données sont vérifiées et mises en forme. Elles sont ensuite transférées à l’Institut d’Astrophysique de Paris pour être analysées.

Table 16.1 – *Performances de Planck établies d’après les données en vol [Planck Collaboration et al., 2015a; Planck Collaboration et al., 2015k; Planck Collaboration et al., 2015d]. La sensibilité est donnée pour tous les détecteurs combinés d’un canal.*

Canal	N_{bolo} (dont polarisés)	ν_{centre} (GHz)	FWHM (arcmin)	sensibilité ($\mu\text{K}_{\text{CMB}} \text{ s}^{1/2}$)
30 GHz	4 (4)	28.4	32.29	148.1
44 GHz	6 (6)	44.1	27.00	174.2
70 GHz	12 (12)	70.4	13.21	152.0
100 GHz	8 (8)	100	9.68	40.0
143 GHz	11* (8)	143	7.30	17.3
217 GHz	12 (8)	217	5.02	24.0
353 GHz	12 (8)	353	4.94	81.4
545 GHz	3* (0)	545	4.83	26.3**
857 GHz	4 (0)	857	4.64	24.6**

* Deux bolomètres, à 143 et à 545 GHz, ont été rejetés du fait de bruit de type *Random Telegraphic Signals* très important. ** Pour les canaux à 545 et 857 GHz, la sensibilité est donnée en $\text{kJy/sr s}^{1/2}$.

16.1.3 Le plan focal

La figure 16.1 présente le plan focal de *Planck*. La photo, à gauche, en donne une image complète avec les détecteurs HFI dans le cercle central et LFI autour. Les détecteurs sont couplés optiquement à des cornets servant de guides d’onde. LFI compte un total de 22 radiomètres mesurant les deux polarisations linéaires par paires. Les bolomètres de HFI, 54 au total, sont de deux types. Les *Spider Web Bolometers* (SWB), au nombre de 20 et dont la grille est en forme de toile d’araignée, sont sensibles à l’intensité uniquement. Les *Polarization Sensitive Bolometers* (PSB), au nombre de 32, qui fonctionnent par paire (bolomètres a et b), absorbent la polarisation linéaire selon leur axe en fonction de l’orientation de la grille. Les PSB permettent

donc de mesurer deux directions de polarisation orthogonales de manière simultanée. On note ainsi que la reconstruction de la polarisation nécessite l'utilisation de plusieurs détecteurs avec des orientations différentes. La figure 16.1 de droite se concentre sur la partie HFI du plan focal. On notera en particulier que les bolomètres permettent la mesure de la polarisation par paire et que l'orientation des détecteurs sur le ciel comporte quatre axes principaux selon la verticale, l'horizontale, et tournés de 45 et -45 degrés par rapport à la verticale respectivement. Le canal à 100 GHz comporte également deux orientations légèrement différentes.

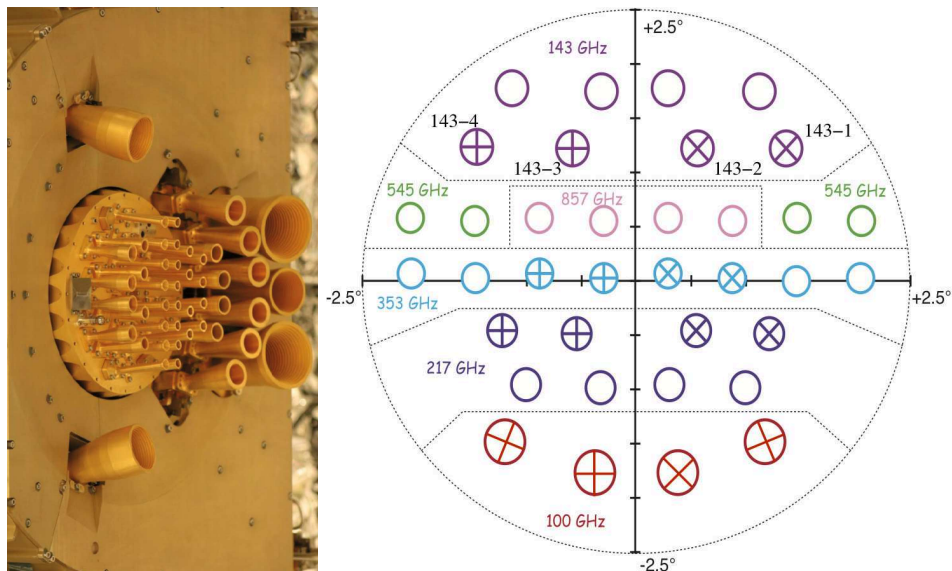


Figure 16.1 – **Gauche** : photo du plan focal de Planck, avec HFI au centre dans le cercle, et LFI autour. Extrait de [Tauber et al., 2010]. **Droite** : schéma représentant la position des détecteurs HFI dans le plan focal. Les cercles vides donnent la position des SWB et les cercles avec une croix donnent celles des PSB ainsi que de leur orientation pour la mesure de la polarisation, selon l'orientation des croix. Extrait de [Rosset et al., 2010].

Afin de contrôler les effets systématiques, on utilise de façon générale et dans la suite deux groupes de détecteurs indépendants, appelés DetSet. Ces deux groupes permettent la reconstruction de la polarisation du ciel de manière indépendante. La table 16.2 donne l'appartenance de chaque détecteur polarisé à l'un ou l'autre des groupes, DetSet1 et DetSet2.

Table 16.2 – Classement des bolomètres HFI polarisés en deux DetSet.

Fréquence	DetSet1	DetSet2
100 GHz	100-1a/b	100-2a/b
	100-4a/b	100-3a/b
143 GHz	143-1a/b	143-2a/b
	143-3a/b	143-4a/b
217 GHz	217-5a/b	217-6a/b
	217-7a/b	217-8a/b
353 GHz	353-3a/b	353-4a/b
	353-5a/b	353-6a/b

16.1.4 Stratégie de pointage

De même que dans le cas de *NIKA*, *Planck* mesure le signal astrophysique en balayant le ciel. Il a été envoyé au point de Lagrange L2 et tourne autour du Soleil en gardant les panneaux solaires en direction de celui-ci, permettant à la partie froide de rester à l'ombre. Le satellite tourne sur lui-même et sa direction de pointage est orientée à 85 degrés par rapport à l'axe de rotation permettant d'observer selon des grands cercles approximativement perpendiculairement à l'axe Soleil–L2. De plus, *Planck* précesse avec un angle de 7.5 degrés par rapport à l'axe Soleil–L2, dont la fréquence angulaire est de $2\pi/6$ mois. L'axe de rotation suit ainsi une cycloïde en coordonnées écliptiques. L'axe de rotation effectue lui-même une rotation par rapport à l'écliptique de 2 arcmin toutes les ~ 40 minutes. La fréquence de rotation sur lui-même étant de un tour par minute, *Planck* balaie le ciel sur des anneaux de façon redondante, environ 40 fois, avant de passer au suivant. Ces anneaux définissent ce que l'on appelle des *rings* et correspondent à une période de pointage stable sur laquelle les données sont redondantes. L'erreur de pointage est de quelques arcsec [Planck Collaboration et al., 2014]. De part la stratégie de pointage, *Planck* couvre 95% du ciel en six mois. A la fin de la mission, on compte ainsi presque 5 couvertures complètes, appelées *surveys*, pour HFI, et quatre de plus pour LFI. La figure 16.2 donne un schéma de la stratégie de scan de *Planck* d'après [Sanselme, 2013].

La stratégie de scan implique deux points importants pour la mesure de la polarisation. D'une part, la couverture du ciel est très inhomogène avec une forte redondance aux pôles écliptiques, tel que le montre la figure 16.2. D'autre part, le sens des scans est différent pour les *surveys* pairs et impairs et les angles des bolomètres sur le ciel ne sont pas les mêmes. Cette différence sera utilisée pour contrôler les effets systématiques. On définit également les données organisées par année, appelées les *year*, comme la somme des *surveys* 1 et 2 ou 3 et 4 respectivement pour *year1* et *year2*.

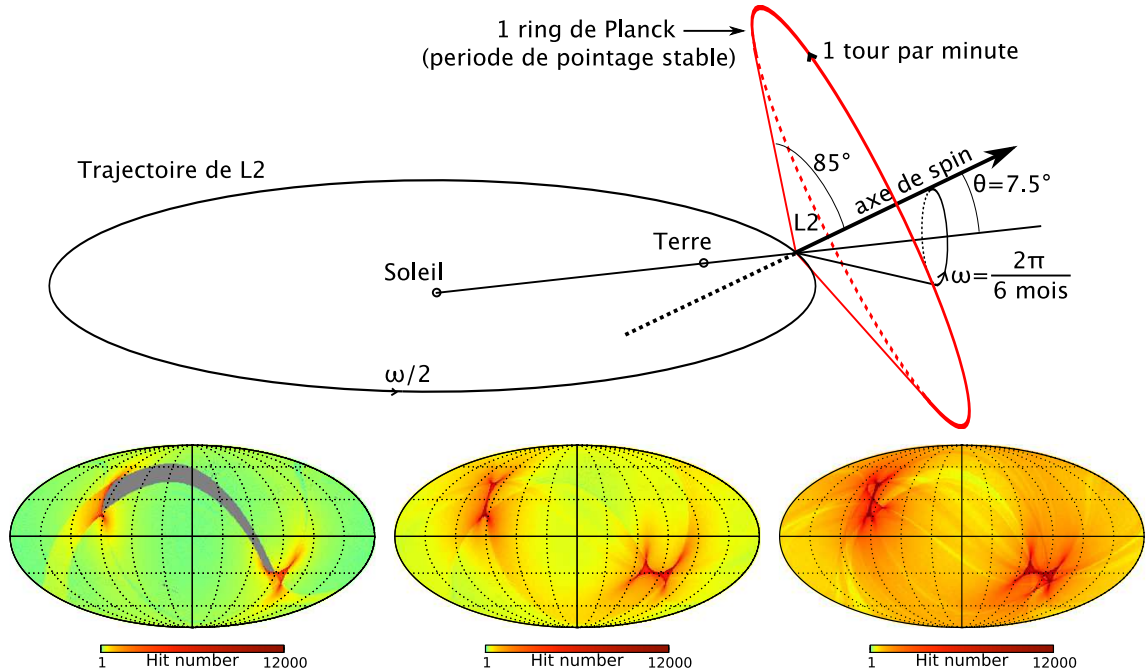


Figure 16.2 – **Haut** : schéma de la stratégie de pointage de Planck. **Bas** : cartes du nombre d'échantillons mesurés en échelles logarithmiques pour le *survey1* (gauche), *year1* (centre), et la mission totale (droite). Figures extraites de [Sanselme, 2013].

16.2 Construction des cartes

Le traitement des données *Planck* est décrit dans [Planck Collaboration *et al.*, 2015d], qui expose le traitement des données ordonnées en temps et la mesure du lobe, et [Planck Collaboration *et al.*, 2015e], qui décrit l'étalonnage et la construction des cartes. La figure 16.3 résume les différentes étapes impliquées dans ce processus.

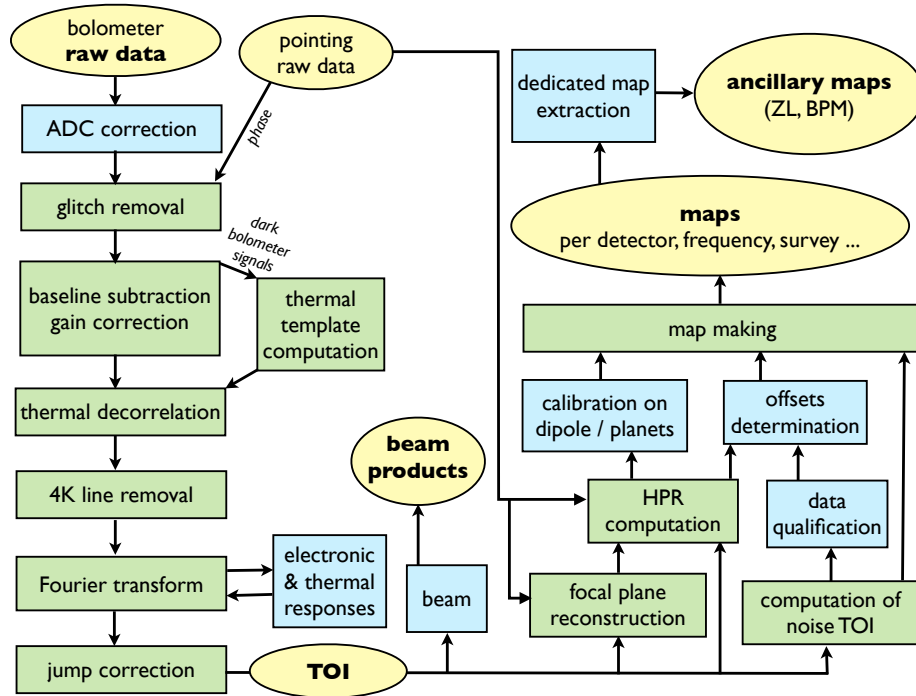


Figure 16.3 – Schéma de la chaîne d’analyse des données de Planck HFI. Les parties jaunes indiquent que les produits associés sont livrés à la communauté en 2015 et les parties bleues indiquent une modification par rapport à l’analyse effectuée en 2013. Extrait de [Planck Collaboration et al., 2015d].

16.2.1 Traitement des données ordonnées en temps *Planck*

On résume dans cette section le traitement des données effectué au niveau des données ordonnées en temps (TOI pour *Time Ordered Information*) en se concentrant sur les points clefs pour la polarisation. La description détaillée est publiée dans [Planck Collaboration *et al.*, 2015d].

HFI dispose d'un ADC (*Analog to Digital Converter*) qui permet de convertir le signal analogique brut des détecteurs, en un signal numérique. L'ADC utilisé par HFI pose des problèmes de non-linéarité. En effet, il tolère une différence maximale sur le dernier bit significatif de ± 1.6 sur la gamme totale de mesure. Cette spécification s'avère être insuffisante pour la mesure du CMB et des avant-plans, conduisant à un changement apparent de gain des détecteurs au cours de la mission et corrigé comme tel en 2013. Pour les résultats de 2015, une correction adaptée à cet effet a été implémentée permettant une amélioration importante de la qualité des données à grandes échelles angulaires en particulier.

Les rayons cosmiques (*glitches*) déposent leur énergie dans les bolomètres induisant un échauffement. L'élévation de température se traduit en signal et la chaleur se dissipe progressive-

ment de part les constantes de temps des capacités thermiques des bolomètres, mais également des supports, jonctions, et autres couplages thermiques. Les *glitches* sont identifiés dans les données. Ils sont corrigés en soustrayant des modèles avec plusieurs constantes de temps, mais la partie la plus intense du signal n'est pas utilisée pour construire les cartes. Les *glitches* sont ainsi responsables de 20% de perte de données au cours de la mission, sur les 31% non utilisées au total.

Une ligne de base est calculée et soustraite aux données pour démoduler le biais-AC des TOIs. Les fluctuations thermiques sont décorréliées en utilisant les données des bolomètres aveugles, sensibles aux fluctuations thermiques, mais pas au signal astrophysique. Les lignes en fréquence originaires des vibrations induites par le cycle Joule-Thomson à 4 K sont identifiées et interpolées dans l'espace de Fourier. La réponse en temps de l'électronique et des constantes de temps des détecteurs est déconvoluée. L'amélioration de la mesure des constantes de temps a permis en 2015 une amélioration importante des données à grandes échelles, avec en particulier l'ajout des VLTC (*Very Long Time Constant*) de plusieurs secondes. Enfin, une correction des sauts dans les TOIs est appliquée et certains *rings* sont rejetés (non projetés sur les cartes) d'après les propriétés statistiques de leur bruit. A ce stade, les TOIs sont propres mais non étalonnées.

La position des détecteurs sur le plan focal est reconstruite à partir des observations de Mars. Le lobe est mesuré avec la combinaison des observations de Saturne jusqu'à ~ 20 arcmin, Jupiter entre ~ 20 et 40 arcmin, et les simulations du système optique avec le logiciel GRASP² jusqu'à 100 arcmin.

16.2.2 Etalonnage et construction des cartes

La procédure d'étalonnage et la construction des cartes HFI est détaillée dans [Tristram *et al.*, 2011] et [Planck Collaboration *et al.*, 2015e] pour les données livrées en 2015. On en donne ici un résumé en insistant sur les points cruciaux pour la mesure de la polarisation. On verra, lors du traitement des effets systématiques en polarisation, au chapitre 17, que l'étalonnage entre des détecteurs est particulièrement important.

L'échantillon mesuré par le bolomètre b au temps t s'écrit comme

$$d_b(t) = G_b [I_p + \rho_b \{Q_p \cos(2\psi(t) + \alpha_b) + U_p \sin(2\psi(t) + \alpha_b)\}] + n_b(t), \quad (16.1)$$

où G_b représente le gain du détecteur, ρ_b son efficacité de polarisation (environ 0 pour les SWB et 1 pour les PSB), α_b son angle de polarisation mesuré au sol [Rosset *et al.*, 2010] et $n_b(t)$ le bruit. La brillance du ciel à la position du pixel p s'écrit avec les paramètres de Stokes I_p , Q_p et U_p en intensité et polarisation. L'angle $\psi(t)$ décrit l'angle du satellite sur le ciel en fonction du temps. L'équation 16.1 peut s'exprimer sous forme matricielle comme

$$d_b(t) = G_b A_{b,p}(t) \cdot T_p + n_b(t) \quad (16.2)$$

où $T = (I, Q, U)$ et $A_{b,p}(t)$ est la matrice de pointage qui fait le lien entre le signal sur le ciel et son observation en fonction du temps via la stratégie de scan.

Nous avons considéré jusqu'ici que le signal sur le ciel est stationnaire. En pratique, la rotation du satellite autour du Soleil induit par décalage Doppler du CMB un changement de température apparent. Ce signal est appelé dipôle orbital et vient s'ajouter au dipôle induit par le déplacement global du système solaire par rapport au référentiel du CMB, appelé dipôle solaire. Le dipôle solaire est stationnaire sur la durée de la mission. Le dipôle s'écrit de façon générale comme

$$T_{\text{Doppler}}(t) = \frac{T_{\text{CMB}}}{\gamma(t) \left(1 - \frac{\vec{v}_{\text{sat}}(t) \cdot \vec{u}}{c}\right)} \quad (16.3)$$

2. <http://www.ticra.com/products/software/grasp>

où $\vec{v}_{\text{sat}}(t)$ est la vitesse du satellite par rapport au référentiel du CMB, $\gamma(t)$ le facteur de Lorentz associé, et \vec{u} le vecteur unitaire selon la ligne de visée. La température du CMB est donnée par [Fixsen, 2009], $T_{\text{CMB}} = 2.72548 \pm 0.00057$ K. Le dipôle orbital est modulé sur une période d'un an. Il est parfaitement connu, beaucoup plus intense que les anisotropies du CMB, mais suivant le même spectre, et suffisamment faible pour ne pas saturer les détecteurs. Le dipôle orbital sert alors de calibrateur primaire pour les fréquences polarisées (100, 143, 217 et 353 GHz), permettant la mesure des gains G_b considérés comme constant sur toute la mission pour les données livrées en 2015. L'étalonnage sur le dipôle orbital permet une mesure du dipôle solaire qui est en accord avec celui mesuré par *WMAP*. Les canaux 545 et 857 GHz, beaucoup plus sensibles à l'émission de poussière diffuse, sont étalonnés sur Uranus et Neptune à partir d'un modèle de brillance des planètes [Moreno, 2010] qui permet de prédire leur flux.

La réponse en temps des bolomètres est déconvoluée au niveau des TOIs [Planck Collaboration et al., 2015d]. Des éventuels résidus sont néanmoins pris en compte au niveau de l'étalonnage. Une mauvaise modélisation de cette fonction ou bien des incertitudes ont pour effet de modifier l'amplitude du dipôle et donc les gains, et ainsi d'ajouter une contribution d'un dipôle décalé de 90 degrés. L'effet sur le gain est estimé être $\sim 0.5\%$ et l'amplitude du dipôle décalé est typiquement d'un millièème de celle du dipôle originel.

Une fois les données étalonnées et soustraites du dipôle (orbital et solaire), celles-ci sont projetées sur les cartes en utilisant une méthode de *destriping*, permettant de réduire le bruit en $1/f$, qui sinon induit des stries selon la direction de scan dans les cartes. La procédure consiste à calculer un niveau zéro par *ring* en forçant la mesure à être la même si l'on regarde au même endroit sur le ciel, et est détaillée dans [Tristram et al., 2011]. La moyenne des niveaux zéro par *ring* au cours de la mission est contrainte à être nulle puisqu'elle n'est pas mesurée en pratique et non contrainte par les données. Le niveau zéro des cartes finales est calculé *a posteriori* en utilisant, par détecteur, l'émission galactique tracée par la densité de colonne de l'hydrogène HI. Le CIB (*Cosmic Infrared Background*) est également pris en compte.

Le système de l'équation 16.2 est finalement inversé par pixel de la carte en regroupant le signal de tous les détecteurs et de tous les échantillons par *ring* considéré dans d^{clean} , après avoir corrigé $d_b(t)$ des niveaux zéro o_b et du gain tel que $d_b^{\text{clean}}(t) = (d_b(t) - o_b) / G_b - t_{\text{orb}}$. On note également que la lumière zodiacale, propre au système solaire et donc non-constante sur le ciel du fait du déplacement du satellite, est soustraite en utilisant la différence des *surveys*. Le signal au pixel p s'écrit pour chaque *ring*

$$T_p = \left(A^T N^{-1} A \right)^{-1} A^T N^{-1} d^{\text{clean}}, \quad (16.4)$$

avec N la matrice de covariance du bruit dans les TOIs.

La polarisation est ainsi mesurée en combinant le signal des différents détecteurs, et en particulier des différents PSB pour la polarisation. En effet, les angles sur le ciel de chaque bolomètre individuellement n'offrent pas la redondance nécessaire à l'inversion du système pour obtenir Q et U par détecteur. La conséquence directe est alors que toute mesure différenciée de signal issu de deux PSB est interprétée comme du signal polarisé, quelle que soit l'origine de cette différence, réelle sur le ciel ou non. Comme on le verra au chapitre 17, il existe de nombreuses causes possibles qui conduisent à une mesure différente de signal entre les différents détecteurs pour un même signal astrophysique, et c'est la source principale des effets systématiques en polarisation. Le signal en intensité étant en général très fort, les effets de fuite d'intensité vers la polarisation sont les plus importants. L'objectif de cette partie de thèse est de corriger *a posteriori* ces effets systématiques en se concentrant principalement sur le signal à grandes échelles angulaires dans le but de contraindre la réionisation et l'inflation.

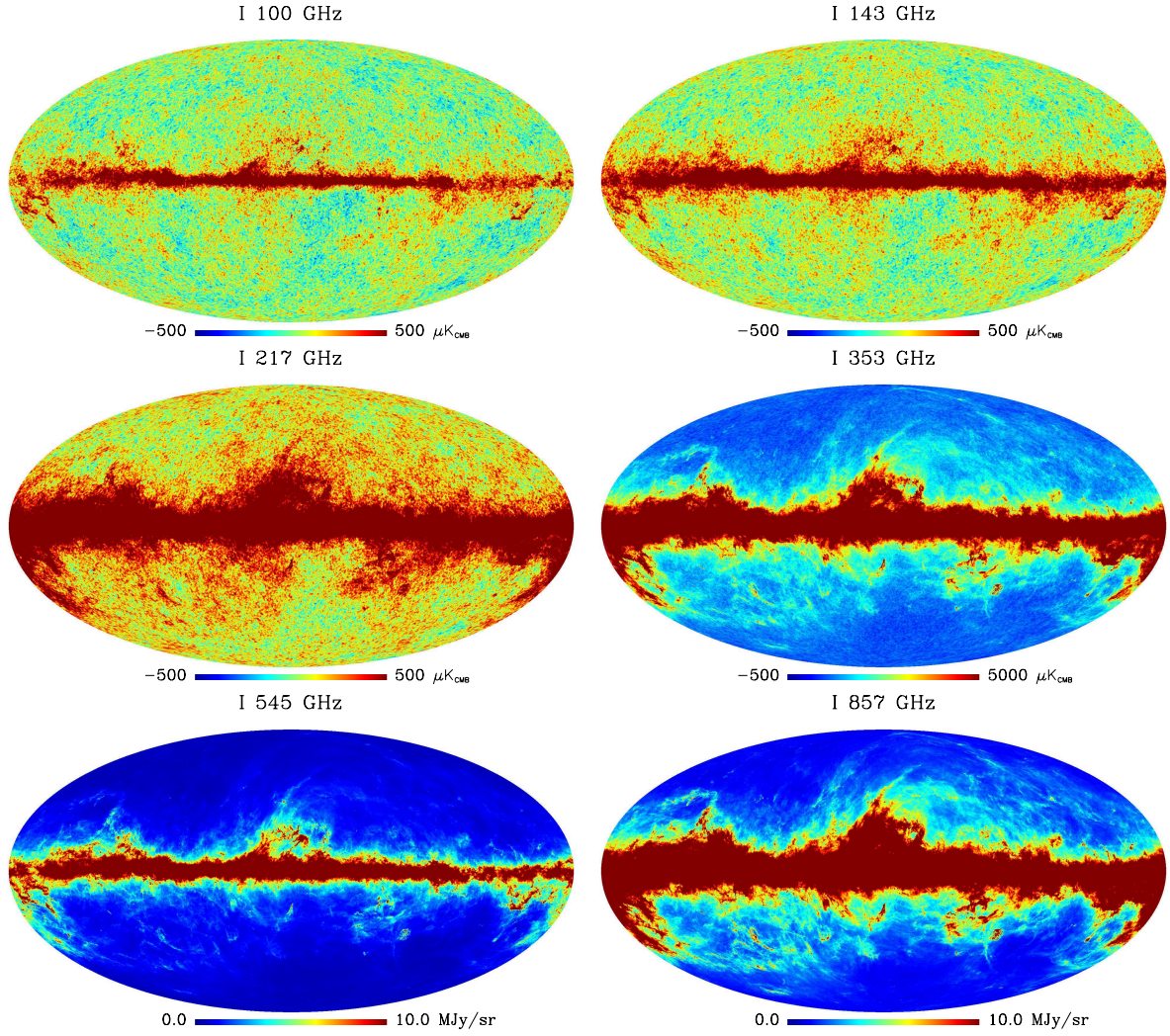


Figure 16.4 – Cartes Planck HFI en intensité, à leur résolution native. La figure présente dans l'ordre de lecture les fréquences à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz.

Les cartes reconstruites en intensité sont données dans une projection de type Mollweide en coordonnées galactiques par la figure 16.4. A basse fréquence, seul le plan galactique est dominé par les avant-plans (poussière, CO, synchrotron et *bremsstrahlung*, voir figure 16.6) et les anisotropies du CMB dominent le reste de la carte. Au fur et à mesure que la fréquence augmente, la poussière galactique domine de plus en plus et le CMB devient indiscernable à partir de 353 GHz.

Les cartes brutes en polarisation sont données par la figure 16.5. Cette fois, l'émission polarisée de la poussière domine le CMB à toutes les fréquences. Bien que l'émission polarisée du CO soit négligeable, on distingue nettement à 100 GHz la contribution du CO dans le plan galactique (en particulier en *U* avec la barre centrale positive et les bords négatifs) due aux effets de fuites depuis l'intensité vers la polarisation telles qu'on va les détailler et les traiter dans la suite.

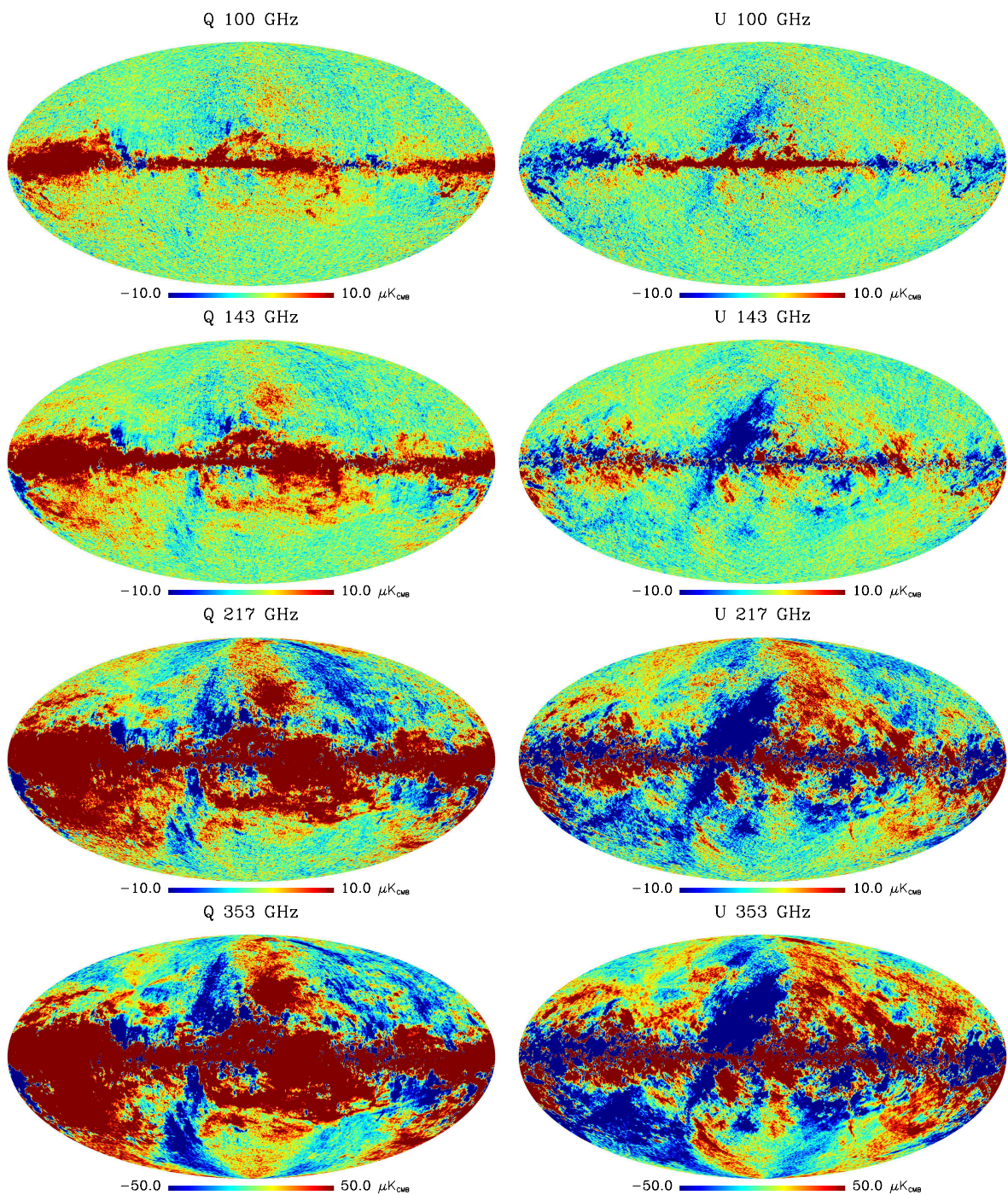


Figure 16.5 – Cartes *Planck* HFI en polarisation, lissées par un lobe gaussien de 30 arcmin pour améliorer le rapport signal sur bruit. Les cartes de gauche donnent le paramètre de Stokes Q et celles de droite U . La figure présente de haut en bas les fréquences 100, 143, 217 et 353 GHz.

16.3 Résumé

La structure de base du satellite *Planck* et de ses instruments a été présentée en se concentrant sur les points clefs pour la mesure de la polarisation. La construction des cartes et leur

étalonnage ont également été détaillés. Nous avons alors à disposition des cartes en température et polarisation contenant le CMB, mais également les avant-plans astrophysiques. La figure 16.6 résume la contribution de chaque composante en fonction de la fréquence autour des canaux *Planck*. En polarisation, les avant-plans dominent le CMB quelle que soit la fréquence, et en particulier si l'on s'intéresse aux grandes échelles angulaires. Il va alors être nécessaire de développer une méthode pour séparer les différentes composantes ainsi que les effets systématiques qui leur sont associés.

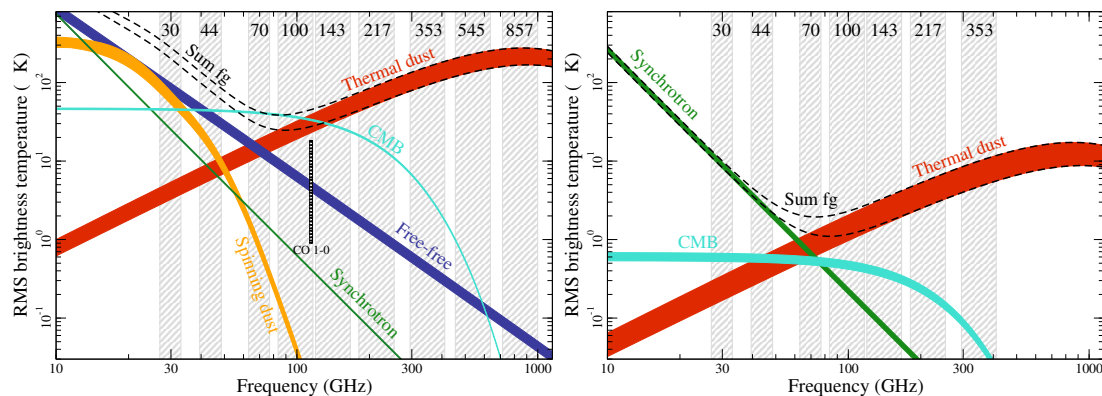


Figure 16.6 – Déviation standard de la température de brillance des composantes astrophysiques en fonction de la fréquence en température (gauche) et polarisation (droite). En température, les composantes sont lissées par un lobe gaussien de 1 degré FWHM et la largeur des bandes donne les limites pour un masque de 81 et 93% du ciel. En polarisation, on a un lissage de 40 arcmin et des masques de 73 et 93%. Extrait de [Planck Collaboration et al., 2015a].

17

Traitement des effets de fuite de l'intensité vers la polarisation dans les données de *Planck*

Sommaire

17.1 Principaux effets systématiques en polarisation	249
17.1.1 Effets dominants à grandes échelles angulaires	250
17.1.2 Autres effets à toutes les échelles angulaires	250
17.2 Formalisme des effets de fuite à grandes échelles	251
17.2.1 Différence de bandes passantes entre bolomètres	251
17.2.2 Différences des erreurs d'étalonnage et du niveau zéro	254
17.3 Méthodes de correction des effets de fuite	255
17.3.1 Soustraction simultanée de l'émission des avant-plans polarisées et des systématiques	255
17.3.2 Généralisation en vue de la production de cartes de correction	260
17.4 Contraintes sur les angles de polarisation et les différences de lobes	267
17.5 Conclusions	270

Le chapitre 16 nous a permis d'entrevoir la difficulté de mesurer la polarisation du CMB. Nous allons maintenant entrer au cœur du sujet et discuter des effets systématiques, ainsi que de leur couplage avec les émissions d'avant-plan, qu'il sera indispensable de corriger pour interpréter scientifiquement les données de *Planck* de manière non-ambiguë. Nous commencerons par lister les sources possibles d'effets systématiques en polarisation en insistant sur ceux qui seront traités dans ce chapitre. Nous verrons ensuite comment ils peuvent être formalisés en ce qui concerne le traitement des cartes aux grandes échelles angulaires. Nous donnerons le détail de deux des méthodes de séparation de composantes qui ont été développées au cours de cette thèse pour corriger ces systématiques en traitant simultanément les avant-plans. Finalement, nous verrons comment contraindre par une analyse jointe les effets de fuite d'intensité vers la polarisation dues au lobe et à l'erreur sur l'orientation du plan focal sur le ciel.

17.1 Principaux effets systématiques en polarisation

Dans le cas de *Planck*, le signal de différents détecteurs est combiné pour reconstruire la polarisation. La polarisation est donc mesurée en comparant le signal des bolomètres polarisés

orientés différemment sur le ciel. Toute différence dans la mesure du signal est donc interprétée comme du signal polarisé. C'est la source la plus importante d'effets systématiques en polarisation, induisant en particulier des effets de fuite entre les paramètres de Stokes dont la plus importante est celle qui a lieu de l'intensité vers la polarisation. On liste ici l'origine physique des effets systématiques majeurs en polarisation. On ne s'intéressera pas dans le détail aux effets sous-dominants tel que par exemple, l'impact des erreurs de pointage.

17.1.1 Effets dominants à grandes échelles angulaires

Les effets de fuite dominants à grandes échelles angulaires sont de trois origines :

- différence de niveau zéro entre les bolomètres du fait de l'incertitude dans leur détermination lors de la construction des cartes.
- différence de l'étalonnage entre les bolomètres du fait de l'incertitude sur la mesure du gain lors de l'étalonnage.
- différence de bandes passantes entre les bolomètres, générant des fuites des composantes ne suivant pas un spectre de type CMB, de par les corrections de couleur associées. Dans le cas de HFI, cette contribution est dominée par l'émission thermique de la poussière et les raies moléculaires du CO.

Les deux premières sources peuvent être réduites lors de la construction des cartes en améliorant les écarts entre bolomètres, mais des résidus existent toujours. La différence entre les bandes passantes (BPM pour *bandpass mismatch*) est traitée *a posteriori*, car toutes les composantes sont projetées simultanément sur les cartes et l'intensité n'est pas corrigée en amont. Nous allons discuter ces effets en détail à la section 17.2 et de leur correction à la section 17.3.

17.1.2 Autres effets à toutes les échelles angulaires

17.1.2.1 Angles et efficacité de polarisation

Une rotation de la polarisation du CMB induit un mélange entre les modes E et B. L'origine de cette rotation peut être cosmologique, si l'Univers est un objet biréfringent, ou bien simplement due à une erreur sur l'angle de polarisation des PSB. Les spectres TB et EB, supposés nuls dans une cosmologie standard, peuvent ainsi être utilisés pour contraindre et vérifier les angles de polarisation. Ces derniers, ainsi que l'efficacité de polarisation des bolomètres, ont été étalonnés au sol [Rosset *et al.*, 2010]. On discutera comment contraindre une rotation globale du plan focal par une méthode MCMC dans la section 17.4.

Les observations de la nébuleuse du Crabe à l'IRAM avec l'instrument *Xpol* à 90 GHz [Aumont *et al.*, 2010] sont également utilisées pour vérifier les angles par détecteur. Pour ce faire un modèle de la mesure attendue est calculé et comparé aux données de chaque bolomètre par *survey*. L'écart aux angles attendu est alors mesuré, mais l'efficacité de polarisation n'est pas suffisamment contrainte pour apporter de l'information par rapport à l'étalonnage au sol [Planck Collaboration *et al.*, 2015e].

17.1.2.2 Différences de lobe

Le lobe est supposé identique pour les paires de bolomètres de type PSB. Cependant, une différence de lobe, ou bien de réponse temporelle entre les détecteurs polarisés induit des fuites entre l'intensité et la polarisation [Planck Collaboration *et al.*, 2015d]. Cet effet peut être mesuré à plusieurs niveaux, mais on s'intéresse ici uniquement au cas des spectres. L'effet est dominant à petite échelle angulaire là où la contribution du lobe est la plus importante. Les différences de lobes induisent alors, dans les spectres TB et EB supposés nuls, des fuites des spectres TT et TE. L'intensité de cet effet peut ainsi être contrainte à partir de ces spectres, similairement à

l'orientation du plan focal. Ces deux effets seront traités simultanément à la section 17.4 du fait de leur dégénérescence.

17.2 Formalisme des effets de fuite à grandes échelles

Le formalisme permettant de décrire les effets systématiques à grandes échelles en polarisation a été donné dans [Planck Collaboration et al., 2015d] et nous le décrivons ici.

L'équation photométrique (équation 16.1) peut s'exprimer en incluant les différences de niveau zéro, d'étalonnage, et de bandes passantes entre les détecteurs. La puissance optique mesurée par le bolomètre b au temps t s'écrit alors à partir des paramètres de Stokes (I_p, Q_p, U_p), qui caractérisent l'émission en intensité et polarisation du ciel au pixel p . On rappelle que les canaux polarisés HFI sont étalonnés sur le dipôle orbital et la puissance totale absorbée par le bolomètre b s'écrit

$$d^b(t) = (1 + \epsilon_{\text{gain}}^b) \times \left\{ \sum_k C_k (1 + \epsilon_{\text{BP},k}^b) \left[I_p^k + (\rho^b + \epsilon_\rho^b) (Q_p^k \cos \phi^b(t) + U_p^k \sin \phi^b(t)) \right] \right\} + \epsilon_{\text{offset}}^b + n^b(t), \quad (17.1)$$

où l'on a défini $\phi^b(t) = 2(\psi(t) + \alpha^b + \epsilon_\alpha^b)$. L'indice k permet de sommer sur les différentes composantes du ciel telles que le CMB, la poussière, le synchrotron, etc. On définit également :

- ϵ_{gain}^b qui encode la différence de gain entre le bolomètre b et l'étalonnage moyenne du canal.
- $\epsilon_{\text{offset}}^b$ qui correspond à l'écart au niveau zéro pour le bolomètre b .
- ϵ_ρ^b donne l'erreur sur l'efficacité de polarisation, que l'on ignore ici.
- α^b est l'angle de polarisation du bolomètre b dans le plan focal et ϵ_α^b donne son erreur, sur laquelle on reviendra à la section 17.4.
- C_k la transmission moyenne de la composante k dans le canal et $\epsilon_{\text{BP},k}^b$ son écart relatif concernant le bolomètre b . Le coefficient $\epsilon_{\text{BP},k}^b$ est nul pour le CMB puisque c'est sur son spectre que l'étalonnage est effectué.

Chacun des termes ϵ est responsable d'effets de fuite de l'intensité vers la polarisation. Dans la suite, nous décrivons comment chaque contribution peut *a priori* être quantifiée et corrigée. Nous considérerons toujours uniquement les termes de premier ordre et négligerons les contributions croisées entre les différents effets.

17.2.1 Différence de bandes passantes entre bolomètres

Chaque composante k est intégrée dans les bandes passantes des détecteurs d'après un spectre donné, $f_k(\nu)$. Puisque les canaux HFI polarisés sont étalonnés sur le dipôle orbital, qui suit un spectre de CMB, les coefficients de transmission sont donnés par (on pourra se référer à la section 8.1.3)

$$C_k^b = \frac{\int f_k(\nu) Tr^b(\nu) d\nu}{\int f_{\text{CMB}}(\nu) Tr^b(\nu) d\nu} \quad (17.2)$$

$$\equiv C_k (1 + \epsilon_{\text{BP},k}^b),$$

où $Tr^b(\nu)$ est la réponse spectrale du bolomètre b et $C_k = \sum_b C_k^b / N_{\text{bolo}}$ est la valeur moyenne de C_k^b dans un canal donné. Ces coefficients de transmission sont des corrections de couleur, exprimant la composante k en unité de CMB. Si tous les bolomètres avaient la même réponse

spectrale, alors les coefficients $\epsilon_{\text{BP},k}^b$ seraient tous nuls, soit $C_k^b = C_k$, et il n'y aurait pas d'effet de fuite de la température vers la polarisation d'origine spectrale (BPM pour *bandpass mismatch*).

Considérons maintenant les différentes sources d'effet de fuite indépendamment les unes des autres (en ignorant les termes croisés). Supposons que seul le BPM affecte les données et posons $\epsilon_{\text{gain}}^b = \epsilon_{\text{offset}}^b = 0$ dans l'équation 17.1. En suivant la procédure de construction des cartes décrite au chapitre 16, nous pouvons alors ordonner les échantillons mesurés par le détecteur b , $d^b(t)$, dans le vecteur D^b , avec A la matrice de pointage en température et polarisation qui contient l'information sur les angles et l'efficacité de polarisation des bolomètres, tel que

$$D^b = \sum_k C_k A \begin{pmatrix} I_p^k \\ Q_p^k \\ U_p^k \end{pmatrix} + \sum_k C_k \epsilon_{\text{BP},k}^b A \begin{pmatrix} I_p^k \\ Q_p^k \\ U_p^k \end{pmatrix} + N^b, \quad (17.3)$$

où N est le vecteur représentant le bruit.

En utilisant tous les bolomètres b du canal considéré, la construction des cartes (voir chapitre 16) résout le système 16.4 pour obtenir les paramètres de Stokes ($I_p^{\text{tot}}, Q_p^{\text{tot}}, U_p^{\text{tot}}$) au pixel p , tel que

$$\begin{pmatrix} I_p^{\text{tot}} \\ Q_p^{\text{tot}} \\ U_p^{\text{tot}} \end{pmatrix} = (A^T N^{-1} A)^{-1} A^T N^{-1} D, \quad (17.4)$$

où N est la matrice de covariance du bruit des données ordonnées en temps. Cette équation peut aussi s'écrire comme

$$\begin{pmatrix} I_p^{\text{tot}} \\ Q_p^{\text{tot}} \\ U_p^{\text{tot}} \end{pmatrix} = \sum_k C_k \begin{pmatrix} I_p^k \\ Q_p^k \\ U_p^k \end{pmatrix} + \sum_k C_k \sum_{b=0}^{N_{\text{bolo}}-1} \epsilon_{\text{BP},k}^b \Gamma_p^b \begin{pmatrix} I_p^k \\ Q_p^k \\ U_p^k \end{pmatrix}, \quad (17.5)$$

où l'on a défini la quantité $\Gamma_p^b \equiv (A^T N^{-1} A)^{-1} A^T N^{-1} \Delta^b A$. De même, nous introduisons la matrice Δ^b , pour laquelle les termes sont nuls excepté ceux de la diagonale concernant le bolomètre b considéré et égaux à 1. Le second terme de l'équation 17.5 est le terme de fuite au pixel p entre les paramètres de Stokes (I vers Q et U , Q vers I et U et U vers I et Q). Le niveau de fuite dépend des coefficients $\epsilon_{\text{BP},k}^b$ et des valeurs de la matrice 3×3 ,

$$\Gamma_p^b = \begin{pmatrix} \Gamma_{II} & \Gamma_{QI} & \Gamma_{UI} \\ \Gamma_{IQ} & \Gamma_{QQ} & \Gamma_{UQ} \\ \Gamma_{IU} & \Gamma_{QU} & \Gamma_{UU} \end{pmatrix}_p^b. \quad (17.6)$$

Si l'on considère tous les pixels p , alors les quantités Γ_{XX}^b sont neuf cartes pour chaque bolomètre. Elles sont complètement déterminées par la procédure de construction des cartes si les angles et les efficacités de polarisation sont supposés parfaitement connus. Dans la suite, seul les effets de fuite de l'intensité vers la polarisation seront considérés, car ils sont dominants par rapport aux fuites de U vers Q et Q vers U , et de la polarisation vers l'intensité. Les cartes Γ_{IQ} et Γ_{IU} sont systématiquement produites par la chaîne d'analyse de *Planck* lors de la construction des cartes. On notera que Γ_{II} , Γ_{QQ} et Γ_{UU} définissent les corrections qui devrait être apportées au paramètre de Stokes en question, sachant qu'une partie de celui-ci a fui vers les autres paramètres. Cet effet est toujours négligé en pratique.

La figure 17.1 donne l'exemple des cartes Γ_{IQ}^b pour tous les bolomètres de *Planck* à 100 GHz. La figure 17.2 donne quant à elle les cartes Γ_{IQ}^b pour le premier détecteur de chaque canal. On notera que les cartes sont totalement dégénérées entre elles, que ce soit entre les détecteurs d'une même fréquence ou entre les différents canaux. Les détecteurs a et b voient leur carte changer

de signe pour passer de l'un à l'autre puisque leurs angles sur le ciel diffèrent de 90 degrés. La dégénérescence de ces cartes aura une incidence importante lors du développement des méthodes de correction des effets de fuite présentées dans la suite.

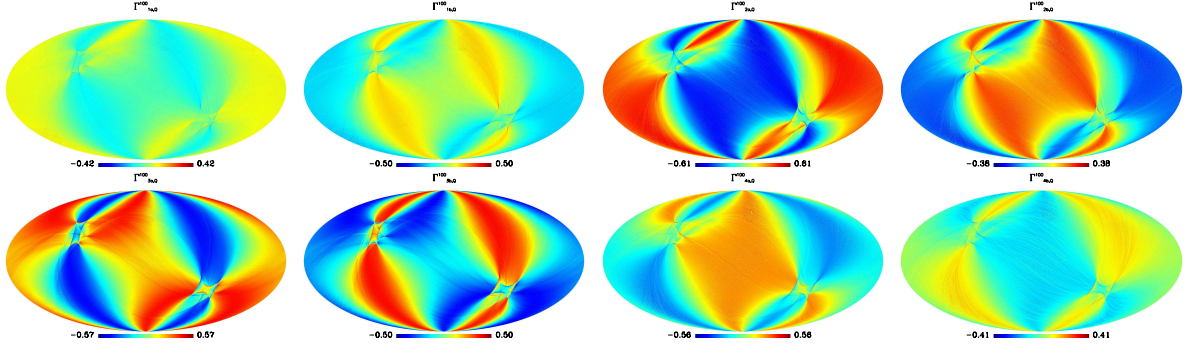


Figure 17.1 – Cartes Γ_{IQ}^b pour tous les bolomètres à 100 GHz. Les cartes sont ordonnées dans le sens de lecture pour les bolomètres 1a, 1b, 2a, 2b, 3a, 3b, 4a, et 4b.

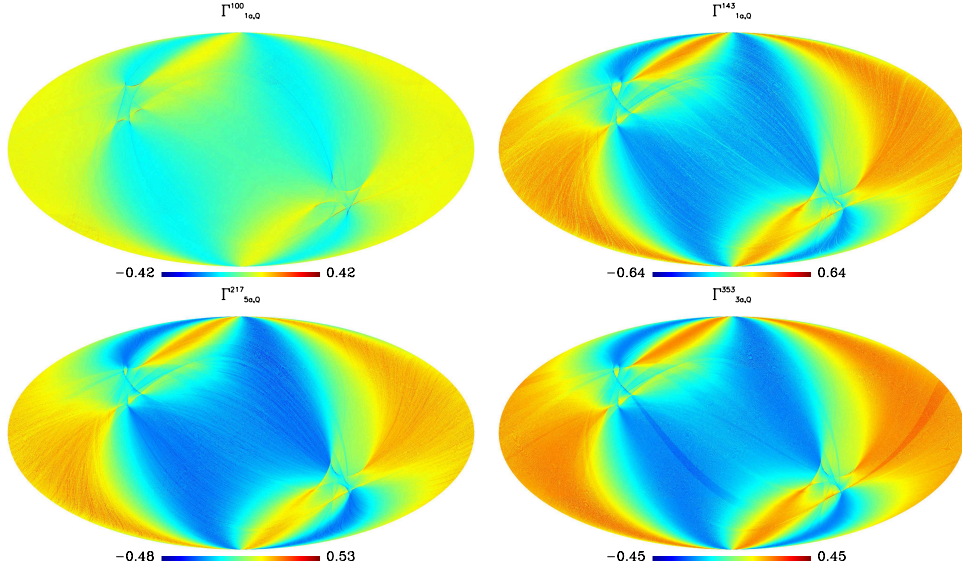


Figure 17.2 – Cartes Γ_{IQ}^b pour le premier bolomètre polarisé de tous les canaux HFI, soit dans le sens de lecture les bolomètres 100-1a, 143-1a, 217-5a, et 353-3a.

Sous les hypothèses effectuées, les fuites d'intensité vers la polarisation induites par le BPM en Q et U peuvent s'écrire comme

$$L_{IQ,IU}^{\text{BP},k} = C_k I^k \cdot \sum_{b=0}^{N_{\text{bolo}}-1} \epsilon_{\text{BP},k}^b \Gamma_{IQ,IU}^b. \quad (17.7)$$

En conséquence, la correction des fuites se calcule pour une composante astrophysique k (*i.e.*, une carte d'intensité de la composante k , $I_{\text{template}}^k = C_k I^k$) comme

$$L_{IQ,IU}^{\text{corr},k} = I_{\text{template}}^k \sum_{b=0}^{N_{\text{bolo}}-1} \epsilon_{\text{BP},k}^b \Gamma_{IQ,IU}^b = I_{\text{template}}^k \sum_{b=0}^{N_{\text{bolo}}-1} \frac{C_k^b}{C_k} \Gamma_{IQ,IU}^b, \quad (17.8)$$

où la dernière égalité utilise le fait que $\sum_{b=0}^{N_{\text{bolo}}-1} \Gamma_{IQ,IU}^b = 0$ par construction.

Les bandes passantes ont été mesurées au sol [Planck Collaboration *et al.*, 2014f]. Les coefficients C_k^b sont alors calculables à partir de l'équation 17.3 en supposant un spectre pour une émission d'avant-plan donnée. Les cartes de correction de la fuite induite par le BPM sont ainsi obtenues et elles ont été livrées en 2015 pour la poussière en supposant qu'elle suit un spectre de corps noir modifié constant sur le ciel, $f_{\text{dust}}(\nu) \propto \nu^{\beta_{\text{dust}}} B_{\nu}(T_{\text{dust}})$. L'indice spectral est fixé à $\beta_{\text{dust}} = 1.62$ et la température de la poussière à $T_{\text{dust}} = 19.7$ K, qui sont les valeurs moyennes sur le ciel d'après [Planck Collaboration *et al.*, 2014f]. La carte patron de l'intensité de la poussière utilisée, I^{dust} , est celle donnée dans [Planck Collaboration *et al.*, 2014a]. Ainsi, les cartes $L_{IQ,IU}^{\text{corr,dust}}$ sont directement données par les équations 17.8. Cependant, ces cartes ne fournissent en pratique qu'un estimé grossier des effets de fuites dues aux BPM. En effet, en plus de l'incertitude sur la modélisation de la poussière utilisée pour les calculer, l'incertitude sur les bandes passantes apparaît être trop importante pour assurer la stabilité de la correction ainsi obtenue. Une variation aléatoire des coefficients C_k^b dans leurs barres d'erreur calculées à partir des incertitudes des bandes passantes implique une erreur sur les cartes de correction de typiquement 100%. L'équation 17.8 est particulièrement sensible à l'inversion de l'ordre des valeurs numériques des coefficients C_k^b des paires de bolomètres puisque les cartes $\Gamma_{IQ,IU}^b$ sont complètement dégénérées et peuvent être opposées l'une de l'autre pour deux bolomètres différents, notamment par paire. Il est donc nécessaire de développer de nouvelles méthodes permettant de calculer le plus fidèlement possible les corrections $L_{IQ,IU}^{\text{corr,dust}}$.

17.2.2 Différences des erreurs d'étalonnage et du niveau zéro

En utilisant le même formalisme que précédemment, cette fois nous posons $\epsilon_{\text{BP},k}^b = \epsilon_{\text{offset}}^b = 0$ dans l'équation 17.1. Nous obtenons la contribution des effets de fuite de la différence d'étalonnage entre détecteurs,

$$\begin{aligned} L_{IQ,IU}^{\text{gain}} &= \sum_k C_k I^k \times \sum_{b=0}^{N_{\text{bolo}}-1} \epsilon_{\text{gain}}^b \Gamma_{IQ,IU}^b \\ &\approx I^{\text{dipole}} \times \sum_{b=0}^{N_{\text{bolo}}-1} \epsilon_{\text{gain}}^b \Gamma_{IQ,IU}^b . \end{aligned} \quad (17.9)$$

Au premier ordre, pour les cartes à basses fréquences de HFI, le signal du dipôle solaire ($k = \text{dipole}$, $C_{\text{dipole}} = 1$ par construction) est le terme qui domine largement les différences d'étalonnage entre bolomètres.

Finalement, posons $\epsilon_{\text{BP},k}^b = \epsilon_{\text{gain}}^b = 0$ dans l'équation 17.1 pour obtenir la contribution des différences de niveau zéro. De manière similaire, le terme de fuite s'écrit

$$L_{IQ,IU}^{\text{mono}} = \sum_{b=0}^{N_{\text{bolo}}-1} \epsilon_{\text{offset}}^b \Gamma_{IQ,IU}^b , \quad (17.10)$$

où la carte patron de niveau zéro est simplement modélisé par un monopole d'amplitude fixée à l'unité, $I^{\text{monopole}} = 1$, alors que l'amplitude des effets de fuite est donnée par les termes $\epsilon_{\text{offset}}^b$.

Les coefficients de BPM $\epsilon_{\text{BP,dust}}^b$ peuvent être *a priori* évalués directement d'après les modèles d'avant-plans (connaissant les bandes passantes). Ce n'est pas le cas pour les coefficients ϵ_{gain}^b et $\epsilon_{\text{offset}}^b$. Il est donc impossible de calculer des corrections directement à partir des équations (17.9) et (17.10). Nous allons voir par la suite comment obtenir de telles corrections par des méthodes d'ajustement directement dans les cartes par fréquence.

17.3 Méthodes de correction des effets de fuite

Dans cette section, nous allons détailler les deux méthodes qui se sont avérées les plus efficaces pour traiter les systématiques. D'autres ont été développées, mais ont été abandonnées après le développement de celles-ci. Les cartes patron d'intensité, I^k , que l'on utilise sont données par la figure 17.3. Le monopole correspond à une carte constante égale à 1. Le dipôle solaire utilisé est compatible avec celui mesuré lors de l'étalonnage, de direction $(l_{\text{gal}}, b_{\text{gal}}) = (264^\circ, 48.22^\circ)$ et d'amplitude $3363.97 \mu\text{K}$. La poussière est celle du modèle obtenue par [Planck Collaboration *et al.*, 2014a] pour chaque fréquence. La carte patron de CO utilisée est la même à toutes les fréquences sauf 143 GHz où il est absent. Il s'agit de la raie à 115 GHz (transition $1 \rightarrow 0$) obtenue par la carte de type 1 [Planck Collaboration *et al.*, 2014e]. On suppose ainsi que les rapports de raies, transition $2 \rightarrow 1$ à 230 GHz et $3 \rightarrow 2$ à 345 GHz, sont constants sur le ciel¹.

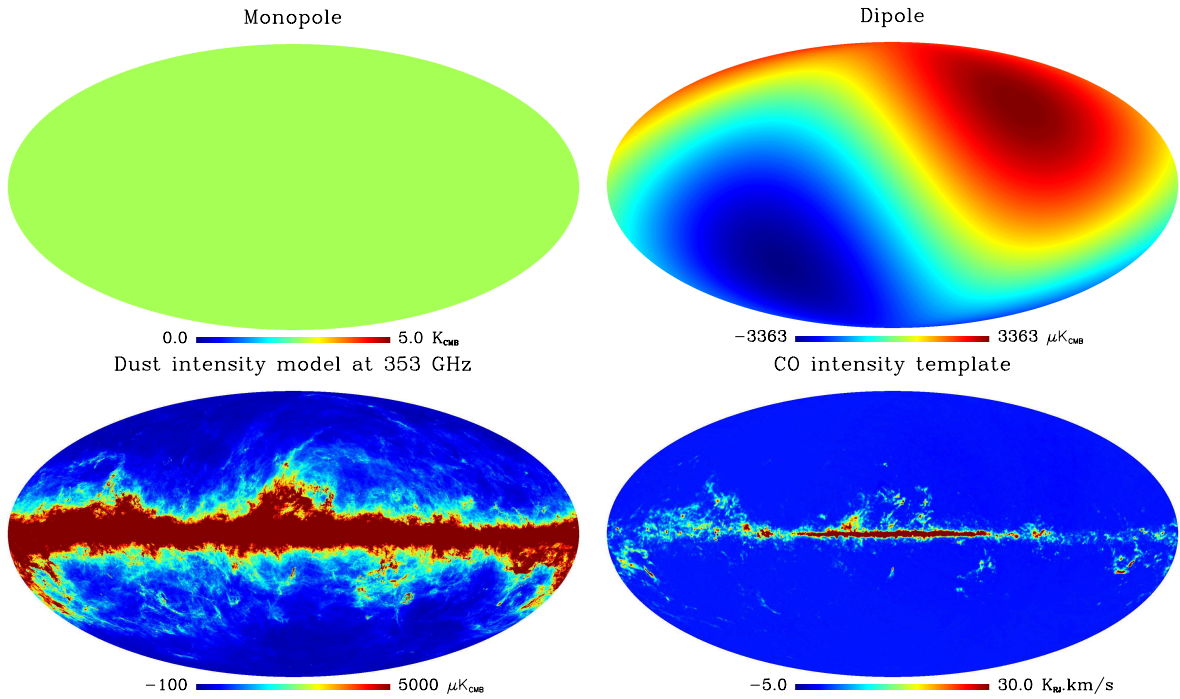


Figure 17.3 – Cartes d'intensité I^k des différentes composantes utilisées pour les corrections des fuites d'intensité en polarisation. On a dans le sens des aiguilles d'une montre depuis le panneau haut gauche : le monopole, le dipôle, le CO, et la poussière thermique représentée à 353 GHz ici.

17.3.1 Soustraction simultanée de l'émission des avant-plans polarisés et des systématiques

De nombreuses méthodes ont été développées afin de mesurer les coefficients C_k^b sur le ciel, pour ensuite tenter de corriger les fuites d'intensité vers la polarisation dues au BPM. Cependant, aucune des solutions n'est satisfaisante et il est très difficile de tester la qualité des corrections. De plus, une petite erreur sur les coefficients C_k^b peut conduire à de dramatiques changements dans les cartes de corrections à travers l'équation 17.8. Pour résoudre le problème, nous proposons ici une méthode d'ajustement global des avant-plans et des effets de fuite à grande échelle, appelée

1. Les cartes des transitions $2 \rightarrow 1$ et $3 \rightarrow 2$ ne sont pas utilisées, car elles sont *a priori* contaminées par de la poussière.

OGF par la suite. On va ainsi nettoyer les cartes de toutes les composantes qui sont corrélées soit aux effets systématiques, soit aux avant-plans polarisés.

Le travail présenté dans cette section est destiné à fournir des cartes nettoyées de l'émission des avant-plans et des systématiques prêtes à être utilisées principalement pour contraindre les paramètres cosmologiques τ et r . Le premier est relié à l'histoire de la réionisation de l'Univers, donnant le redshift auquel celui-ci se réionise, et le deuxième apporte une mesure directe de l'inflation. La cohérence des résultats est également vérifiée au niveau des fonctions de vraisemblance en utilisant les mêmes tests que pour les spectres. Au jour de l'écriture de ce chapitre, les résultats obtenus ne sont ni publiés ni publics. Ils ne figureront donc pas dans cette thèse.

17.3.1.1 Méthodologie

Les trois ingrédients nécessaires à OGF sont les cartes Γ_{IQ}^b et Γ_{IU}^b pour chaque bolomètre, les cartes patron d'intensité des différentes composantes qui ont été décrites ci-dessus, et les cartes patron des émissions polarisées des avant-plans. On ne considérera ici que l'émission thermique de la poussière (en intensité pour les fuites et en polarisation) et le CO (seulement en intensité pour les fuites). Le synchrotron, typiquement 10 fois plus faible que la poussière à 100 GHz, et dégénéré avec elle, est négligé à la fois en terme de fuite et d'avant-plan polarisé. L'émission polarisée de la poussière est estimée à partir des cartes à 353 GHz où elle y est dominante. Les cartes $\Gamma_{IQ,IU}^b$ étant dégénérées, on utilise uniquement celles des bolomètres ayant différentes orientations sur le ciel. Les cartes $\Gamma_{IQ,IU}^b$ choisies sont données par la table 17.1 dans le cas où tous les détecteurs sont utilisés ou bien si l'on considère les DetSet indépendamment.

Table 17.1 – *Sélection des cartes $\Gamma_{IQ,IU}^b$ utilisées. On pourra se référer à la figure 16.1 où sont représentés les angles correspondant sur le ciel. On notera que les cartes de bolomètres b ne sont pas utilisées, car elles sont complètement dégénérées avec celles des bolomètres a .*

Fréquence	Tous les détecteurs	DetSet1	DetSet2
100 GHz	1a, 2a, 3a, 4a	1a, 4a	2a, 3a
143 GHz	1a, 3a	1a, 3a	2a, 4a
217 GHz	5a, 7a	5a, 7a	6a, 8a
353 GHz	3a, 5a	3a, 5a	4a, 6a

Afin de nettoyer les cartes par fréquence à la fois des effets de fuite et de l'émission des avant-plans, les paramètres de Stokes Q et U sont ajustés avec le modèle, pour chaque fréquence

ν indépendamment, tel que

$$\begin{aligned}
(Q, U)_\nu &= \sum_b \alpha_b^\nu \left(\Gamma_{IQ,IU;\nu}^b \times 1 \right) \\
&+ \sum_b \beta_b^\nu \left(\Gamma_{IQ,IU;\nu}^b \times I_{\text{dipole}} \right) \\
&+ \sum_b \gamma_b^\nu \left(\Gamma_{IQ,IU;\nu}^b \times I_{\text{Dust}}^\nu \right) \\
&+ \sum_b \delta_b^\nu \left(\Gamma_{IQ,IU;\nu}^b \times I_{\text{CO}}^\nu \right) \\
&+ \epsilon^{353} M_{Q,U}^{353} \\
&- \epsilon^{353} \sum_b \alpha_b^{353} \left(\Gamma_{IQ,IU;353}^b \right) \\
&- \epsilon^{353} \sum_b \beta_b^{353} \left(\Gamma_{IQ,IU;353}^b \times I_{\text{dipole}} \right) \\
&- \epsilon^{353} \sum_b \gamma_b^{353} \left(\Gamma_{IQ,IU;353}^b \times I_{\text{Dust}}^{353} \right) \\
&- \epsilon^{353} \sum_b \delta_b^{353} \left(\Gamma_{IQ,IU;353}^b \times I_{\text{CO}}^{353} \right). \tag{17.11}
\end{aligned}$$

Les coefficients ϵ^{353} donnent la contribution de l'émission polarisée de la poussière, dont le spectre est supposé constant sur le ciel. Les quatre derniers termes permettent de tenir compte des effets de fuite présents à 353 GHz et de les ajuster simultanément. L'ajustement est fait avec des cartes **Healpix** [Górski *et al.*, 2005] dégradées en $N_{\text{side}} = 128$ correspondant à des pixels de 27.5 arcmin. Les cartes sont également convoluées en amont par un lobe gaussien de 30 arcmin et le produit entre les cartes $\Gamma_{IQ,IU}^b$ et les cartes patron d'intensité est fait en amont pour éviter les effets d'aliasing. Le meilleur modèle obtenu en minimisant la variance du résidu est alors soustrait à Q_ν et U_ν pour obtenir les cartes nettoyées. Puisque le CMB est également présent à 353 GHz, le résidu est normalisé par $\frac{1}{1-\epsilon^{353}}$ pour compenser le filtrage induit.

17.3.1.2 Résultats

On donne l'exemple de cartes nettoyées par fréquence à 100, 143 et 217 GHz pour Q et U sur la figure 17.4. Elles peuvent être comparées à la figure 16.5, l'échelle de couleur étant la même, entre -10 et +10 μK_{CMB} . Même si l'amélioration est majeure, on note un résidu dans le plan galactique, en particulier à 217 GHz, qu'il sera nécessaire de masquer par la suite.

Du fait de la corrélation intrinsèque très importante entre les termes de l'équation 17.11, le sens physique des coefficients d'ajustement obtenus est perdu et il est impossible de les utiliser pour calculer des cartes de correction de fuite indépendamment de l'émission polarisée de la poussière. Lors de l'ajustement, le bruit issu des cartes patron, et de la carte à 353 GHz en particulier, est injecté dans les cartes nettoyées du facteur ϵ^{353} . Ce bruit corrélé entre les fréquences contamine alors les spectres de puissance angulaire du CMB calculés par la suite lorsque ces cartes sont utilisées au sein de la collaboration pour contraindre l'épaisseur optique de l'Univers τ et le rapport tenseur sur scalaire r . Pour y remédier, elles sont systématiquement nettoyées par DetSet avec les configurations suivantes :

- DetSet1 à la fréquence $\nu = 100, 143, 217$ GHz nettoyé avec le DetSet1 à 353 GHz
- DetSet1 à la fréquence $\nu = 100, 143, 217$ GHz nettoyé avec le DetSet2 à 353 GHz
- DetSet2 à la fréquence $\nu = 100, 143, 217$ GHz nettoyé avec le DetSet1 à 353 GHz

– DetSet2 à la fréquence $\nu = 100, 143, 217$ GHz nettoyé avec le DetSet2 à 353 GHz

Ainsi, les spectres de puissance angulaires croisés des différentes configurations sont libérés du bruit corrélé. De plus, les résultats des différentes configurations permettent de vérifier le niveau de systématiques résiduelles au niveau des spectres de puissance et des fonctions de vraisemblance sur les paramètres cosmologiques en comparant les différents résultats. Les spectres sont calculés avec le code Xpo1 [Tristram, 2005; Tristram, 2006].

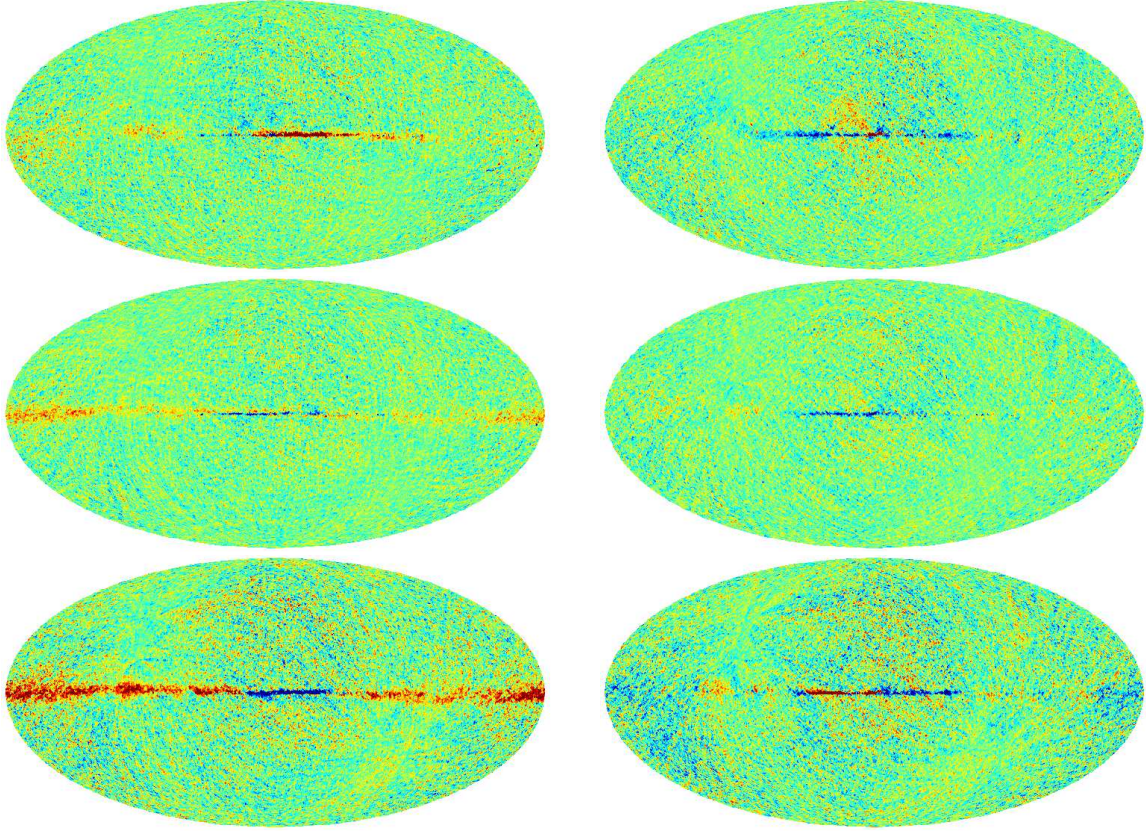


Figure 17.4 – Cartes nettoyées des avant-plans et des systématiques, de haut en bas à 100, 143 et 217 GHz, avec Q à gauche et U à droite. Elles sont représentées entre -10 et $+10 \mu K_{\text{CMB}}$.

17.3.1.3 Fonction de transfert

Dès lors que des cartes patron sont ajustées et soustraites des cartes originales, un filtrage est attendu, en particulier aux grandes échelles angulaires, là où le nombre de modes présents, allant comme $\ell(\ell + 1)$, est faible. Pour estimer ce filtrage, on réalise des simulations contenant :

- des réalisations du CMB d’après les résultats *Planck* de 2013 ;
- de la poussière polarisée d’après le canal à 353 GHz ;
- une contribution de BPM causé par la poussière et le CO calculés comme décrit ci-dessus en supposant que les bandes passantes sont exactes ;
- une réalisation de bruit calculée à partir de la demi-différence entre les premières et deuxièmes moitiés de *ring* (voir chapitre 16).

La comparaison, multipole par multipole, entre le modèle injecté et le modèle mesuré est représentée par la figure 17.5. Elle donne directement la fonction de transfert associée à l’analyse décrite ici. A partir de $\ell = 4$, le filtrage est négligeable. Pour $\ell = 2$ et $\ell = 3$, on observe respectivement un filtrage d’environ 80% et 50%. Ces deux bins sont exclus et non pas corrigés lors

du calcul des fonctions de vraisemblance. Les spectres de puissances sont calculés en masquant le plan galactique et les résultats sur les masques gardant 70% et 40% du ciel sont compatibles.

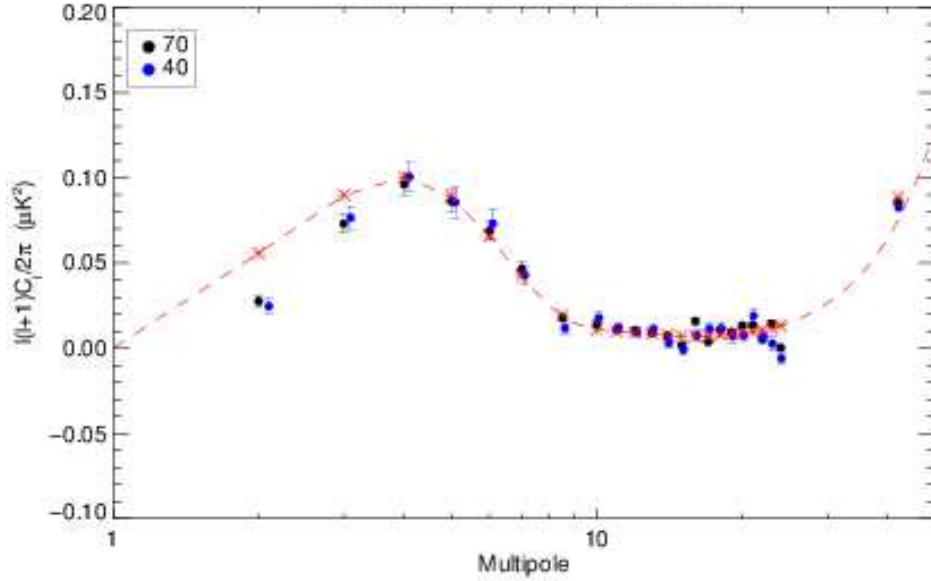


Figure 17.5 – Comparaison du modèle injecté (rouge) et du signal mesuré en sortie sur 50 simulations avec une fraction de ciel de 70% (noir) et 40% (bleu).

17.3.1.4 Quantification des résidus de systématiques sur les spectres de puissance angulaires

Il est clair, au moins aux abords du plan galactique, que les cartes nettoyées sont toujours affectées par une contamination résiduelle pouvant venir d'autres effets ou bien d'une modélisation trop limitée (indice spectral de la poussière variable, cartes patron en intensité imparfaites). Même si en pratique, le plan galactique est masqué lors du calcul des spectres angulaires, la cohérence des résultats est systématiquement vérifiée au niveau des spectres en utilisant les cartes nettoyées par DetSet, par *year*, par *survey*, pour différentes tailles de masques galactiques, etc. La figure 17.6 donne l'illustration du test de la cohérence entre les DetSet pour les modes EE et BB dans deux cas. Le premier (gauche) est celui pour lequel seule la poussière a été ajustée dans l'équation 17.11, c'est-à-dire que tous les coefficients α_b , β_b , γ_b et δ_b sont forcés à zéro. Le deuxième cas (droite) est celui décrit dans cette section, en tenant compte des effets systématiques. La cohérence est nettement améliorée lorsque les systématiques sont prises en compte, que ce soit sur les spectres EE ou BB. Le canal à 217 GHz reste globalement beaucoup moins stable que les autres, en particulier avec le cas de la cross-corrélation entre le DetSet1 et DetSet2 à 217 GHz.

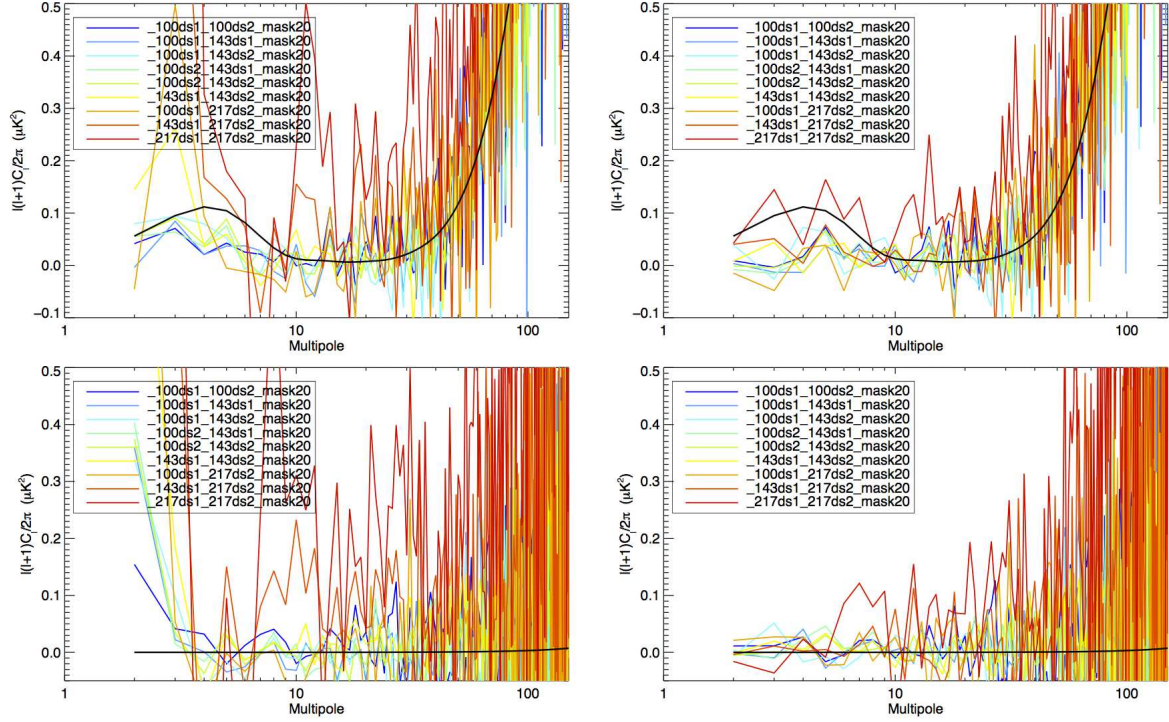


Figure 17.6 – **Haut** : spectre de puissance angulaire EE après nettoyage pour toutes les combinaisons de DetSet à 100, 143 et 217 GHz en ajustant uniquement la poussière dans l'équation 17.11 (gauche) et en ajustant la poussière et les systématiques (droite). La fraction du ciel masquée ici est de 20%. **Bas** : même figure pour les modes BB . Le modèle noir est celui des résultats Planck de 2013 [Planck Collaboration et al., 2014d], correspondant pour les modes BB à la composante lentillée uniquement, avec $r = 0$.

17.3.1.5 Nettoyage des émissions d'avant-plans dans les données de WMAP et LFI

La méthode décrite ici est également appliquée aux données de LFI et de WMAP en utilisant le canal HFI à 353 GHz comme carte patron de l'émission thermique de la poussière, et le canal de plus basse fréquence de LFI (30 GHz) ou WMAP (23 GHz) respectivement comme carte patron de l'émission polarisée du synchrotron. Dans ce cas, seuls les effets systématiques à 353 GHz sont considérés. Les cartes nettoyées des canaux LFI et WMAP sont corrélées avec HFI pour vérifier la stabilité des résultats sur les spectres de puissances et les fonctions de vraisemblance. Les systématiques résiduelles des trois instruments étant différentes, elles ne sont pas *a priori* corrélées dans les spectres et donnent une vérification importante de la cohérence des résultats, même si les données de LFI et de WMAP sont plus bruitées que HFI.

17.3.2 Généralisation en vue de la production de cartes de correction

L'approche pragmatique que l'on vient de détailler permet d'obtenir des cartes propres, en particulier à bas multipoles, mais n'autorise pas la production de cartes de correction d'effets systématiques du fait des dégénérescences entre les différentes cartes patron utilisées. Dans cette section, nous cherchons à étendre cette approche en cassant autant que possible les dégénérescences afin de produire des cartes de correction. Ces dernières seront d'une grande utilité pour l'étude de l'émission polarisée des avant-plans, ou encore pour corriger les cartes brutes avant d'employer des méthodes plus sophistiquées de séparation de composantes qui pourraient autre-

ment être biaisées par les effets systématiques. La méthode ainsi développée est appelée gGF dans la suite.

17.3.2.1 Méthodologie

Au lieu d'ajuster les coefficients de l'équation 17.11 par fréquence indépendamment, nous développons un algorithme tel que :

- toutes les fréquences sont ajustées simultanément pour forcer la cohérence des coefficients α^{353} , β^{353} , γ^{353} et δ^{353} qui n'était pas assurée précédemment.
- la différence des DetSet est minimisée afin de réduire les résidus d'effets systématiques.
- les différences des cartes de *surveys*, dont le sens de scan est différent, *i.e.* S1-S2 et S3-S4, sont minimisées.
- la différence des *year*, Y1-Y2, est minimisée.
- l'ajustement est fait avec $N_{\text{side}} = 128$ et les cartes sont lissées avec un lobe gaussien de 30 arcmin de FWHM.

L'ajout de contraintes supplémentaires permet ainsi de briser les dégénérescences entre les systématiques aux différentes fréquences et entre les détecteurs d'une même fréquence, en appliquant une méthode de minimisation des moindres carrés. Le système d'équations donné par l'équation 17.11 se généralise et peut s'écrire, sous sa forme condensée, comme le système linéaire

$$\begin{pmatrix} (Q, U)^{100} \\ (Q, U)^{143} \\ (Q, U)^{217} \\ (Q, U)_{DS1}^{100} - (Q, U)_{DS2}^{100} \\ (Q, U)_{DS1}^{143} - (Q, U)_{DS2}^{143} \\ (Q, U)_{DS1}^{217} - (Q, U)_{DS2}^{217} \\ (Q, U)_{DS1}^{353} - (Q, U)_{DS2}^{353} \\ (Q, U)_{S1}^{100} - (Q, U)_{S2}^{100} \\ (Q, U)_{S1}^{143} - (Q, U)_{S2}^{143} \\ (Q, U)_{S1}^{217} - (Q, U)_{S2}^{217} \\ (Q, U)_{S1}^{353} - (Q, U)_{S2}^{353} \\ + S3 - S4 \\ (Q, U)_{Y1}^{100} - (Q, U)_{Y2}^{100} \\ (Q, U)_{Y1}^{143} - (Q, U)_{Y2}^{143} \\ (Q, U)_{Y1}^{217} - (Q, U)_{Y2}^{217} \\ (Q, U)_{Y1}^{353} - (Q, U)_{Y2}^{353} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma_{\text{channel maps}}^{\nu} \times I_k^{\nu}, \epsilon^{\nu} \left[\Gamma_{\text{channel maps}}^{353} \times I_k^{353}, (Q, U)^{353} \right] \\ \left[\Gamma_{DSi}^{\nu} - \Gamma_{DSj}^{\nu} \right] \times I_k^{\nu} \\ \left[\Gamma_{Si}^{\nu} - \Gamma_{Sj}^{\nu} \right] \times I_k^{\nu} \\ \left[\Gamma_{Yi}^{\nu} - \Gamma_{Yj}^{\nu} \right] \times I_k^{\nu} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} (\alpha, \beta, \gamma, \delta)_{100-1a, 2a, 3a, 4a} \\ (\alpha, \beta, \gamma)_{143-1a, 2a, 3a, 4a} \\ (\alpha, \beta, \gamma, \delta)_{217-5a, 6a, 7a, 8a} \\ (\alpha, \beta, \gamma, \delta)_{353-3a, 4a, 5a, 6a} \\ 1 + \Delta\epsilon \end{pmatrix}, \quad (17.12)$$

que l'on cherche à résoudre pour obtenir les coefficients du vecteur de droite. Différentes pondérations sont appliquées aux données lors de l'inversion du système et seront discutées plus en détails dans la section 17.3.2.3. Le cas standard est une pondération par l'inverse des cartes de variance. Les paramètres de Stokes Q et U sont ajustés simultanément, mais la covariance entre eux n'est pas prise en compte.

Le vecteur de données à gauche contient alors 46 cartes ordonnées les unes à la suite des autres à une dimension. Le vecteur de coefficients que l'on recherche à droite contient 61 termes : 4 fréquences \times 4 paires de détecteurs \times 4 cartes I_k (3 à 143 GHz puisqu'il n'y a pas de CO) et un terme pour l'émission polarisée de la poussière, auquel se rajoute l'ajustement d'un niveau zéro par carte présente dans le vecteur de données. La matrice de mélange contient les cartes $\Gamma_{IQ, IU}^b$ multipliées par les cartes patron d'intensité I_k^{ν} , leurs différences pour les DetSet, les *survey* et les *year*, et les cartes Q et U à 353 GHz servant de cartes patron de l'émission polarisée de la poussière. Chacun des termes de la matrice est une carte, rendant l'écriture du système en lui-même particulièrement difficile.

Seules les cartes $\Gamma_{IQ, IU}^b$ des bolomètres PSB a sont considérées puisqu'elle sont complètement dégénérées avec les celles des bolomètres PSB b et les coefficients $(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$ doivent être compris comme des coefficients effectifs pour chaque paire de bolomètres des PSB. Une fois encore, le

canal à 353 GHz sert de carte patron pour l'émission thermique polarisée de la poussière, et c'est pourquoi ses systématiques propres sont incluses dans le modèle.

Nous imposons que les systématiques à 353 GHz soient proportionnelles de manière cohérente entre les fréquences auxquelles elles contribuent lors de la soustraction de la poussière. Il est donc impossible d'ajuster simultanément les rapports des termes de poussière entre les fréquences et ils sont fixés par les coefficients ϵ'' . Pour résoudre ce problème, les coefficients de meilleur ajustement obtenus par la méthode OGF sont utilisés pour fixer $\epsilon^{100,143,217 \rightarrow 353}$. Nous introduisons alors le terme $\Delta\epsilon$ qui permet de quantifier une déviation globale de l'ensemble des coefficients ϵ'' . Ce terme est ajusté et l'on obtient une valeur très proche de zéro, $1 + \Delta\epsilon = 0.999565$, indiquant qu'il n'y a pas de déviation globale des coefficients d'ajustement du terme de poussière par rapport aux valeurs supposées à partir de OGF.

Le fait de minimiser la différence des DetSet, des *year* et des *surveys* permet d'obtenir une contrainte sur les systématiques par fréquence indépendamment du canal à 353 GHz puisque la poussière n'est plus présente dans la différence et donc n'est plus ajustée.

A ce niveau, les systématiques sont toujours dégénérées entre les fréquences. Pour aller plus loin, une contrainte supplémentaire est imposée à hautes latitudes galactiques. On suppose alors que dans ces régions, les termes de fuite du BPM sont négligeables par rapport aux termes de fuite du monopole et du dipôle. La variance des cartes masquées du plan galactique est minimisée simultanément en ajustant uniquement les termes de monopole et de dipôle. Cette procédure permet de casser les dégénérescences entre le terme de fuite du BPM et celles de monopole et dipôle. La figure 17.7 donne l'exemple de masques utilisés pour pondérer le plan galactique. Ils sont calculés à partir de l'intensité polarisée de la poussière à 353 GHz, également représenté sur la figure.

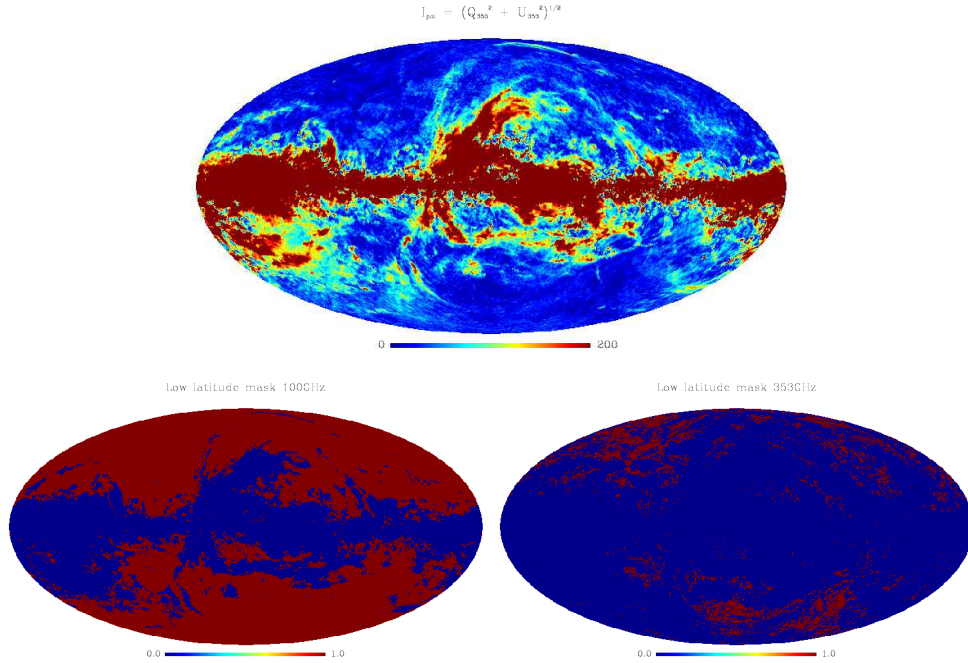


Figure 17.7 – **Haut** : carte de l'intensité polarisée ($I_{\text{pol}} = \sqrt{U^2 + Q^2}$) à 353 GHz en μK_{CMB} . **Bas** : cartes utilisées pour masquer le plan galactique (la région masquée est en bleu) à 100 et 353 GHz respectivement.

17.3.2.2 Résultats

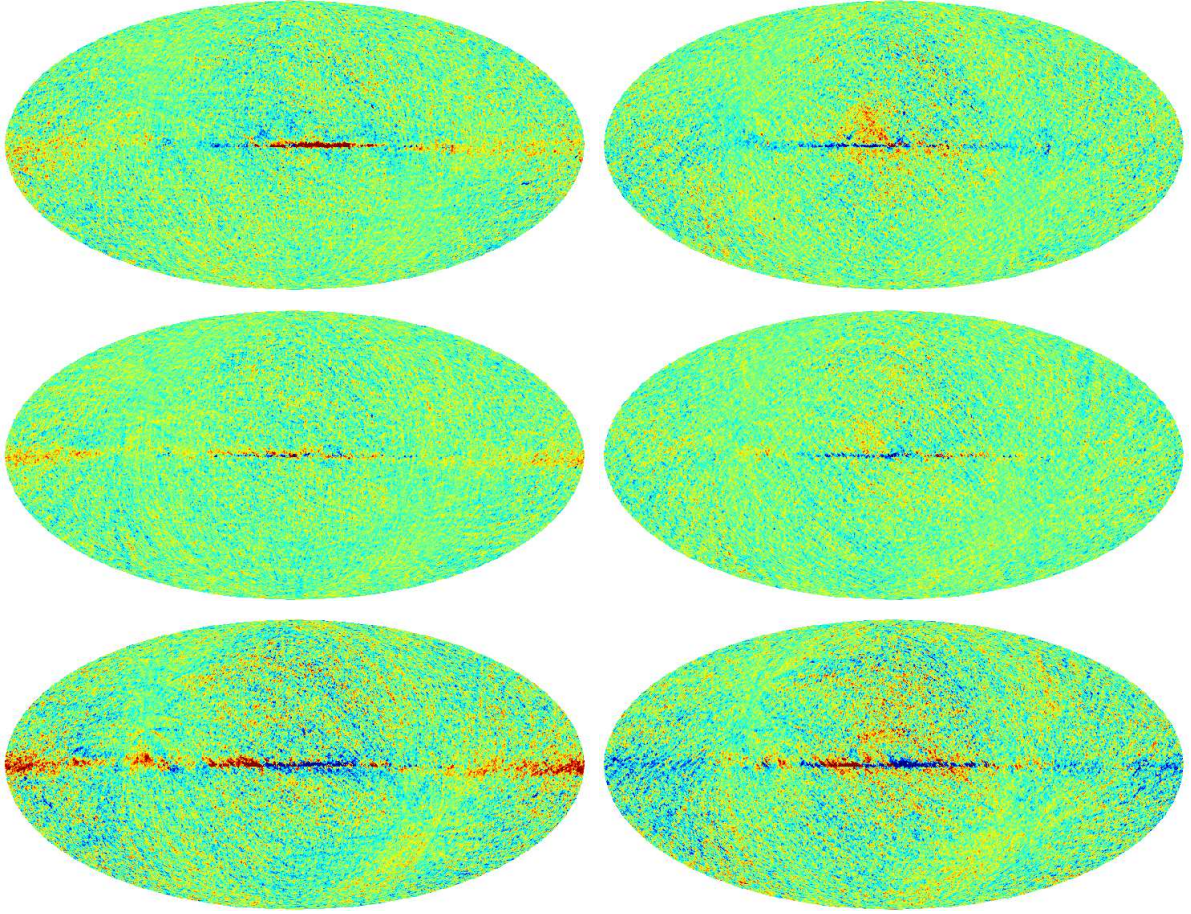


Figure 17.8 – Cartes nettoyées en utilisant la méthode *gGF* pour *Q* à gauche et *U* à droite de 100 à 217 GHz de haut en bas, représentées entre -10 et $+10 \mu\text{K}_{\text{CMB}}$.

Les figures 17.8, 17.9 et 17.10 illustrent les cartes nettoyées obtenues, les différences de DetSet avant et après correction, et les différences de *surveys* avant et après correction. L'échelle des cartes présentées est de -10 à $+10 \mu\text{K}_{\text{CMB}}$ pour 100, 143 et 217 GHz et -50 à $+50 \mu\text{K}_{\text{CMB}}$ pour 353 GHz. Malgré les nombreuses contraintes imposées, la qualité des cartes nettoyées n'est pas significativement dégradée par rapport à la méthode OGF, ce qui renforce la confiance dans la modélisation des systématiques. Les différences de DetSet et de *surveys* montrent que la cohérence de la solution obtenue est largement améliorée mais toujours imparfaite, en particulier dans le plan galactique. Notons que les résidus dans la carte de différence de *survey* à 353 GHz n'est pas bien prise en compte dans notre ajustement. La forme des cartes patron de systématiques que l'on utilise n'est pas corrélée avec le résidu, laissant entrevoir une autre source de systématique non comprise. C'est également le cas à 217 GHz, mais dans une moindre mesure, ce qui pourrait indiquer qu'elle est reliée à l'influence de l'émission polarisée de la poussière lors de la construction des cartes.

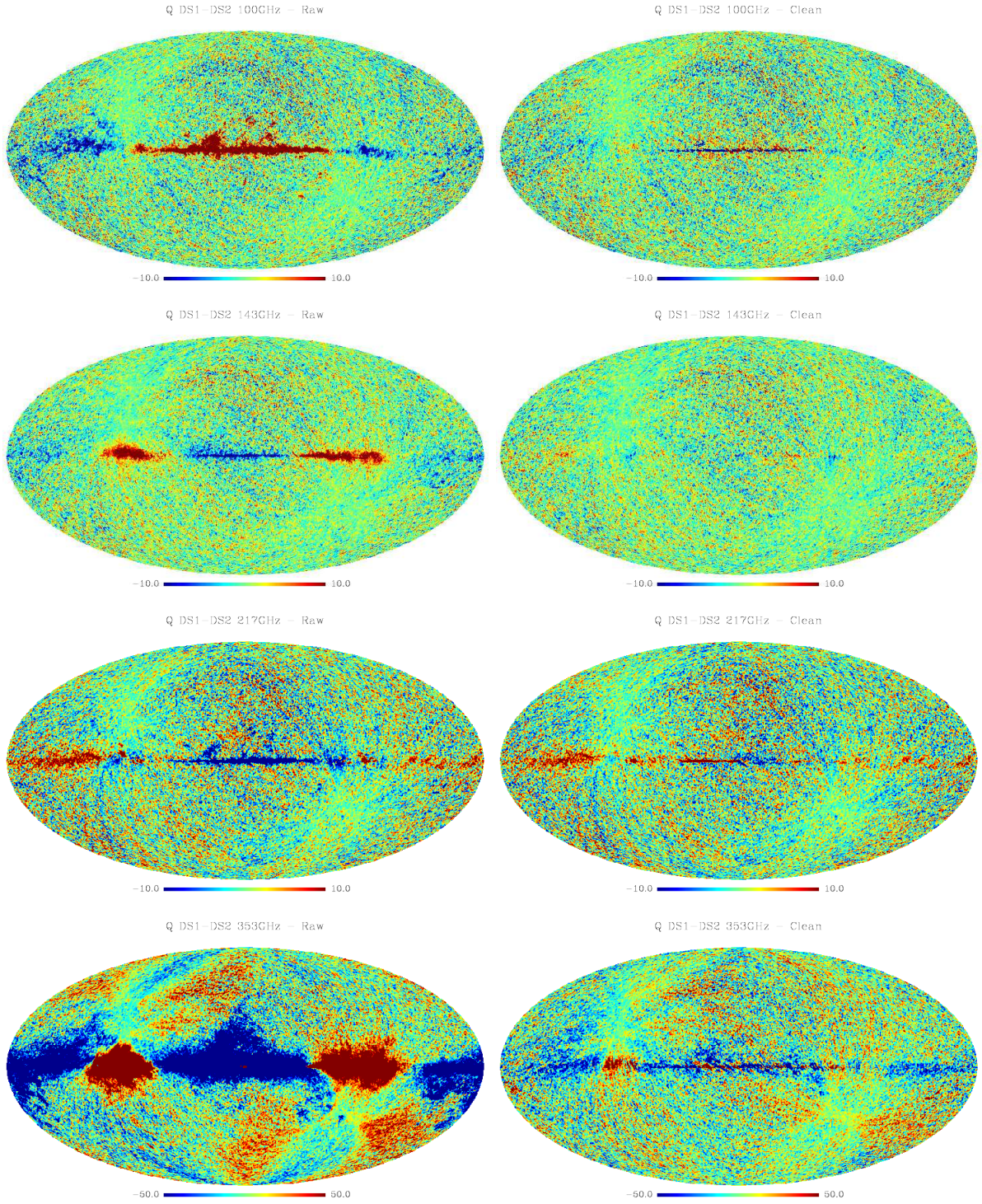


Figure 17.9 – Différences des DetSet : DS1-DS2 pour Q uniquement. Les cartes sont présentées à 100, 143, 217 et 353 GHz de haut en bas. Les cartes de gauche sont non corrigées et les cartes de droite sont corrigées des systématiques.

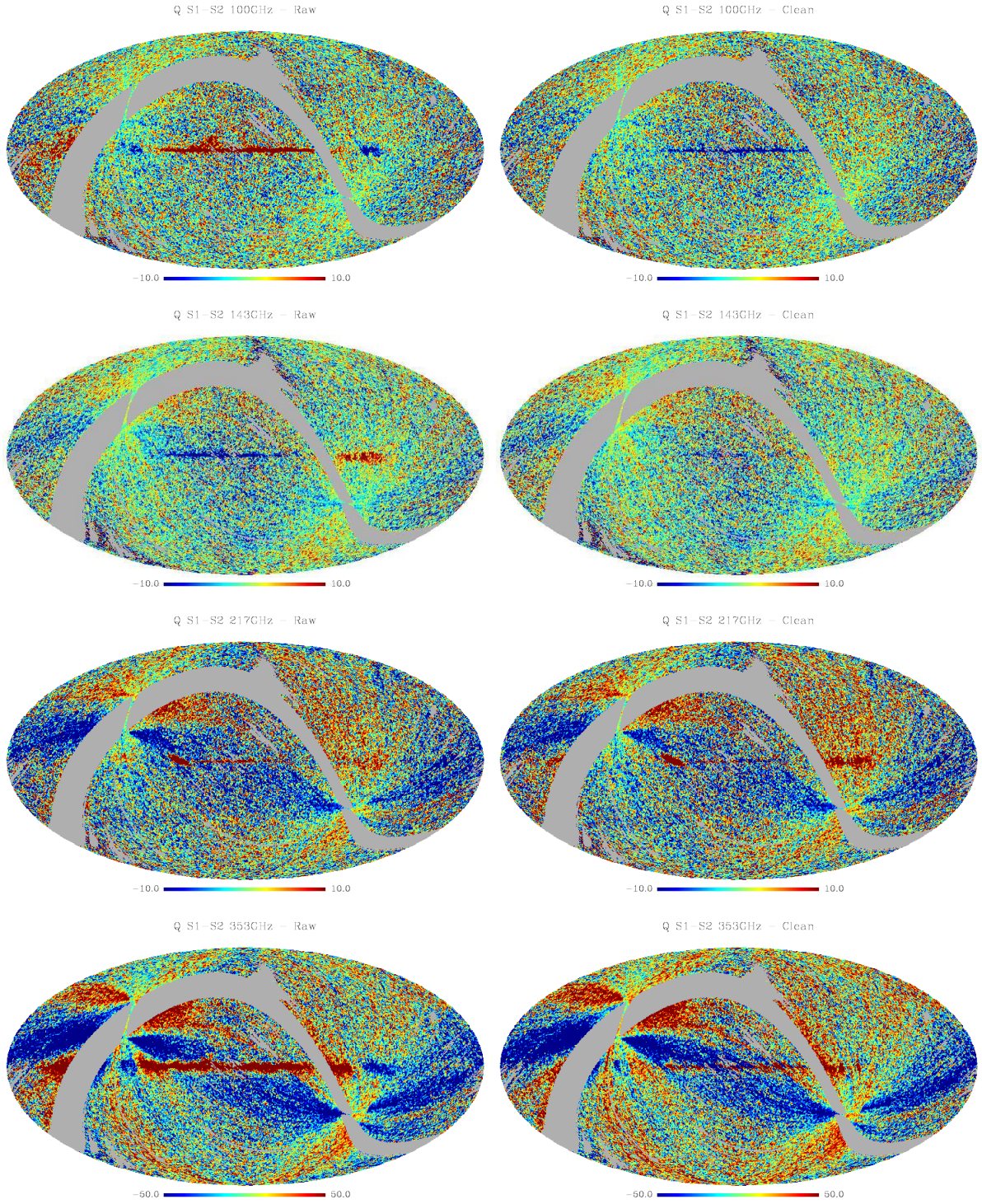


Figure 17.10 – Différences des surveys : $S1-S2$ pour Q uniquement. Les cartes sont présentées à 100, 143, 217 et 353 GHz de haut en bas. Les cartes de gauche sont non corrigées et les cartes de droite sont corrigées des systématiques.

Les cartes de correction seront présentées et leur stabilité discutée dans la section 17.3.2.3. Elles offrent ainsi la possibilité de calculer indépendamment les termes d'origine BPM (poussière

et CO) et d'étalonnage (monopole et dipôle). Puisque la solution du système est le vecteur de droite de l'équation 17.12, nous pouvons également produire de manière indépendante les cartes de correction par DetSet, *survey* et *year*. La comparaison des cartes de fuites induites par le BPM obtenues ici, avec celles calculées à partir des mesures de bandes passantes au sol est globalement cohérente en terme de morphologie, sauf à 217 GHz. L'amplitude des cartes n'est en général pas cohérente entre les deux méthodes.

En généralisant la méthode OGF pour soustraire les fuites de BPM, d'étalonnage et de monopole, nous avons pu casser les dégénérescences dans le système et produire des cartes de correction pour chaque composante indépendamment. La stabilité des corrections doit maintenant être établie, puisque le niveau de dégénérescence reste important, en particulier dans le but d'utiliser les corrections pour chaque composante séparément.

17.3.2.3 Stabilité des corrections apportées

La difficulté principale abordée par la méthode gGF est de casser les dégénérescences entre les différentes contributions de systématiques ainsi que l'émission polarisée de l'avant-plan principal, la poussière thermique. Nous testons ici la stabilité de la méthode en utilisant trois pondérations très différentes des données lors de l'inversion du système :

1. Aucun poids, tous les pixels ont une contribution identique.
2. Pondération par l'inverse de la variance des cartes, ce qui est le cas standard et qui suppose que le modèle est bien représentatif des données.
3. Une pondération inversement proportionnelle à l'intensité polarisée à 353 GHz. Ce choix suppose que le résidu dominant est proportionnel à l'avant-plan principal, et l'on autorise alors une erreur sur la reconstruction de ce dernier.

Les cartes de poids des options (2) et (3) sont données par la figure 17.11.

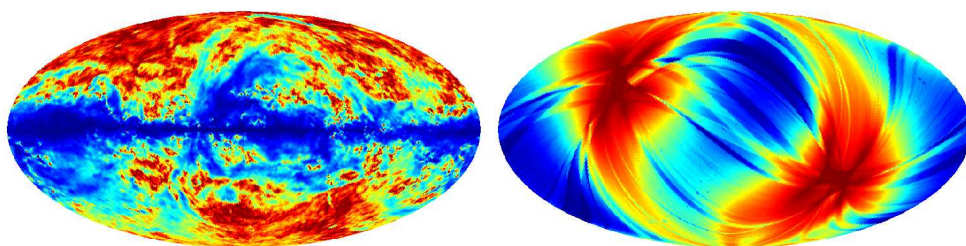


Figure 17.11 – Cartes de poids des options (3) à gauche et (2) à droite utilisées lors de l'ajustement en échelle logarithmique, en K_{CMB}^{-2} . La méthode est également testée sans poids, c'est-à-dire avec une carte identiquement égale à l'unité qui n'est pas représentée sur la figure.

Nous obtenons pour les trois cas les corrections de systématiques données par la figure 17.12, pour Q ici. Elles incluent la fuite induite par le BPM (CO et poussière) dominant dans le plan galactique, et celles de l'étalonnage (dipôle) et du monopole visibles en particulier à hautes latitudes aux hautes fréquences.

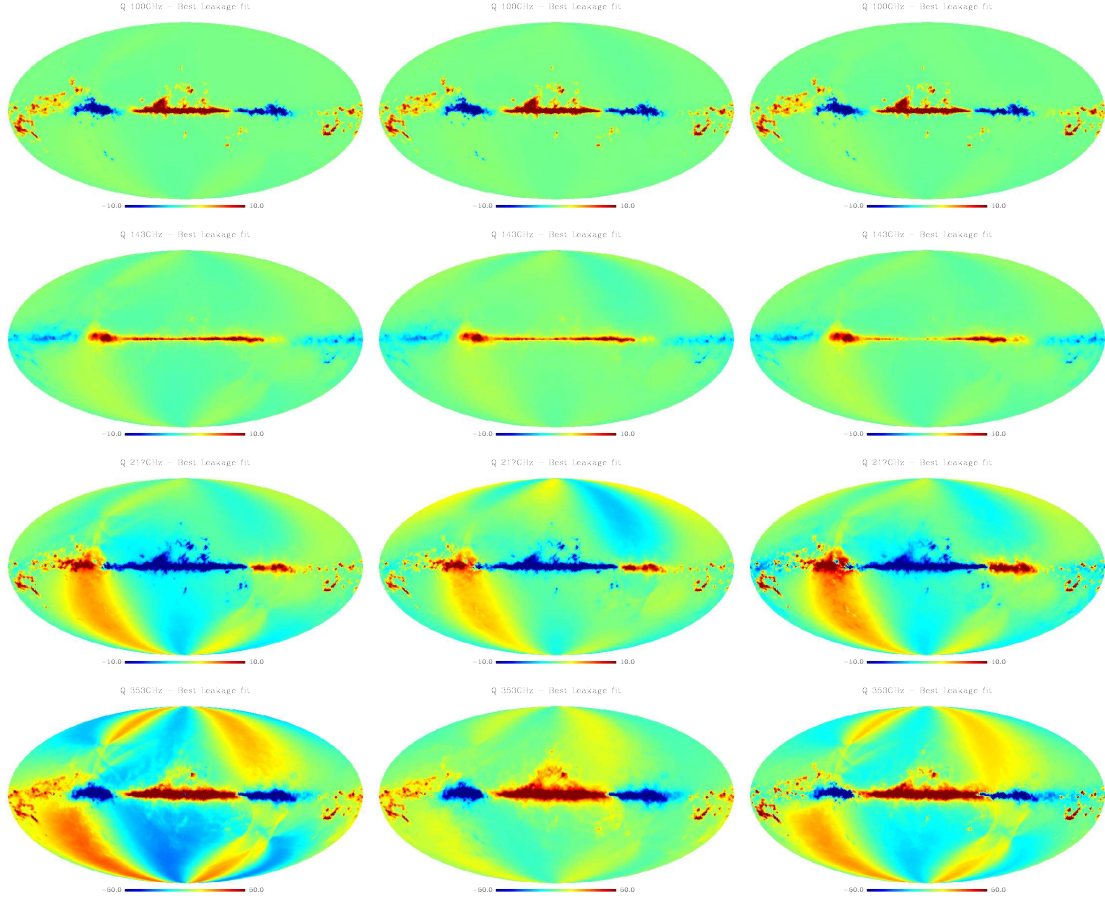


Figure 17.12 – *Cartes de corrections totales des effets systématiques obtenues avec les différentes pondérations, pour Q. Les résultats pour U ne sont pas donnés, mais sont similaires. La figure présente de haut en bas les corrections à 100, 143, 217 et 353 GHz. Elle donne de gauche à droite les corrections dans les cas des pondérations (1), (2) et (3), voir texte pour plus de détails.*

La différence entre les corrections est toujours très inférieure ($\lesssim 10\%$) à la correction elle-même. La contribution du CO et de la poussière sont les plus stables. A 353 GHz, la différence apparaît néanmoins la plus importante. Elle atteint $\sim 50\%$ à hautes latitudes galactiques pour les termes de dipôle et monopole. Malgré les très grandes différences dans les cartes de poids utilisées, les corrections sont donc relativement stables, ce qui n'est pas le cas avec aucune autre des méthodes qui ont été tentées auparavant. Ces corrections sont une alternative importante à celles calculées d'après les bandes passantes mesurées au sol pour le BPM. De plus, elles permettent de produire des corrections pour les termes d'étalonnage, ce qui est impossible avec les autres méthodes.

17.4 Contraintes sur les angles de polarisation et les différences de lobes

Intéressons-nous maintenant aux effets systématiques dus aux différences de lobes entre bolomètres d'un même canal et aux erreurs sur les angles de polarisation, qui affectent les spectres à toutes les échelles angulaires.

Une rotation de la direction de polarisation d'un angle α (qu'elle soit cosmologique ou bien

d'origine instrumentale de par une rotation du plan focal par rapport à celle supposée lors de la construction des cartes) conduit à un mélange entre les paramètres de Stokes Q et U donné par la matrice de rotation d'un angle 2α appliquée sur le vecteur (Q, U) . Les spectres de puissance angulaires de polarisation du CMB sont alors mélangés. Un signal non-nul est obtenu pour TB et EB, qui sont transformés tel que [Gubitosi *et al.*, 2014]

$$\left(C_\ell^{TB}\right)'_{\text{rot}} = C_\ell^{TE} \sin(2\alpha) + C_\ell^{TB} \cos(2\alpha), \quad (17.13)$$

où l'on négligera la contribution de C_ℓ^{TB} , nulle *a priori* pour une cosmologie standard. De même, le spectre EB devient

$$\left(C_\ell^{EB}\right)'_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \left(C_\ell^{EE} - C_\ell^{BB}\right) \sin(4\alpha) + C_\ell^{EB} \left(\cos^2(2\alpha) - \sin^2(2\alpha)\right), \quad (17.14)$$

où l'on supposera aussi $C_\ell^{EB} = 0$ pour une cosmologie standard. Les spectres EE, TE et BB sont également affectés, mais on ne s'y intéressera pas, car ils contiennent tous du signal à l'origine, ce qui les rend plus compliqués à exploiter.

La différence du lobe induit des fuites entre l'intensité et la polarisation qui peuvent s'exprimer au niveau de la décomposition en harmoniques sphériques spinnées comme $a_{\ell m}^E \rightarrow a_{\ell m}^E + \epsilon_\ell a_{\ell m}^T$ et $a_{\ell m}^B \rightarrow a_{\ell m}^B + \beta_\ell a_{\ell m}^T$. On ne considérera ici que les fuites d'intensité vers la polarisation qui sont dominantes. On utilise le formalisme donné dans [Planck Collaboration *et al.*, 2015h] dans le cas de TE et EE et nous l'appliquons à EB et TB. Les coefficients ϵ_ℓ et β_ℓ quantifient les différences de lobes en fonction du multipole, reliées au modes E et B respectivement. Seule une dépendance en ℓ est considérée puisque l'on s'intéresse à l'effet de fuite au niveau des spectres après avoir moyenné sur m . L'effet des différences de lobes sur les spectres s'écrit

$$\begin{aligned} \left(C_\ell^{TB}\right)'_{\text{beam}} &= \beta_\ell C_\ell^{TT} \\ \left(C_\ell^{EB}\right)'_{\text{beam}} &= \epsilon_\ell \beta_\ell C_\ell^{TT} + \beta_\ell C_\ell^{TE} + \epsilon_\ell C_\ell^{TB}. \end{aligned} \quad (17.15)$$

On écrit également la contribution dans les spectres non-nuls *a priori*,

$$\begin{aligned} \left(C_\ell^{EE}\right)'_{\text{beam}} &= C_\ell^{EE} + \epsilon_\ell^2 C_\ell^{TT} + 2\epsilon_\ell C_\ell^{TE} \\ \left(C_\ell^{BB}\right)'_{\text{beam}} &= C_\ell^{BB} + \beta_\ell^2 C_\ell^{TT} + 2\beta_\ell C_\ell^{TB} \\ \left(C_\ell^{TE}\right)'_{\text{beam}} &= C_\ell^{TE} + \epsilon_\ell C_\ell^{TT}. \end{aligned} \quad (17.16)$$

Le spectre C_ℓ^{TT} est inchangé puisque l'on ne prend en compte que les fuites d'intensité vers la polarisation.

En suivant [Planck Collaboration *et al.*, 2015h], on pose

$$\beta_\ell = \beta_2 \left(\frac{\ell}{\ell_0}\right)^2 + \beta_4 \left(\frac{\ell}{\ell_0}\right)^4$$

$$\epsilon_\ell = \epsilon_2 \left(\frac{\ell}{\ell_0}\right)^2 + \epsilon_4 \left(\frac{\ell}{\ell_0}\right)^4 \quad (17.17)$$

$$(17.18)$$

ce qui suppose que les différences de lobes sont dominées par le terme d'ellipticité (pas de terme de "banane") du fait que la stratégie de scan effectue des balayages du ciel tournés de 180 degrés

les uns par rapport aux autres en fonction des *surveys*. Le paramètre ℓ_0 est une normalisation arbitraire que l'on prendra égale à 20000.

En combinant les équations 17.13, 17.15, 17.16 et 17.18, on obtient,

$$\begin{aligned} \left(C_\ell^{TB}\right)'_{\text{tot}} &= \beta_\ell C_\ell^{TT} + \left(C_\ell^{TE}\right)'_{\text{beam}} \sin(2\alpha) + \left(C_\ell^{TB}\right)'_{\text{beam}} \cos(2\alpha) \\ &= C_\ell^{TE} \sin(2\alpha) + C_\ell^{TT} (\beta_\ell + \epsilon_\ell \sin(2\alpha) + \beta_\ell \cos(2\alpha)) \end{aligned} \quad (17.19)$$

$$\begin{aligned} \left(C_\ell^{EB}\right)'_{\text{tot}} &= \frac{1}{2} \left[\left(C_\ell^{EE}\right)'_{\text{beam}} - \left(C_\ell^{BB}\right)'_{\text{beam}} \right] \sin(4\alpha) \\ &+ \left(C_\ell^{EB}\right)'_{\text{beam}} \left(\cos^2(2\alpha) - \sin^2(2\alpha) \right) \\ &+ \epsilon_\ell \beta_\ell C_\ell^{TT} + \beta_\ell C_\ell^{TE} + \epsilon_\ell C_\ell^{TB} \\ &= \frac{1}{2} \left[C_\ell^{EE} + \epsilon_\ell^2 C_\ell^{TT} + 2\epsilon_\ell C_\ell^{TE} - C_\ell^{BB} - \beta_\ell^2 C_\ell^{TT} - \cancel{2\beta_\ell \epsilon_\ell C_\ell^{TB}} \right] \sin(4\alpha) \\ &+ \left(\epsilon_\ell \beta_\ell C_\ell^{TT} + \beta_\ell C_\ell^{TE} + \cancel{\epsilon_\ell C_\ell^{TB}} \right) \times \left(\cos^2(2\alpha) - \sin^2(2\alpha) \right) \\ &+ \epsilon_\ell \beta_\ell C_\ell^{TT} + \beta_\ell C_\ell^{TE} + \cancel{\epsilon_\ell C_\ell^{TB}} \end{aligned} \quad (17.20)$$

où l'on a considéré uniquement les termes croisés de premier ordre entre le lobe et la rotation du plan focal.

Afin de contraindre les paramètres de différence de lobes et les déviations d'angle de rotation du plan focal, les cartes nettoyées par la méthode OGF sont utilisées. Les spectres sont obtenus avec Xpol en masquant sur 50% du ciel et en incluant un masque de sources ponctuelles pour ne pas être contaminé à hauts multipoles. On utilise les spectres de puissance croisés entre les DetSet1 et DetSet2 pour ne pas être biaisé par la contribution du bruit. Les fréquences de 100 à 217 GHz sont alors contraintes d'après la modélisation décrite ci-dessus. A 353 GHz, la poussière ne peut pas être soustraite et les cartes ne permettent donc pas de contraindre les modèles (les spectres de puissance C_ℓ^{TB} et C_ℓ^{EB} sont nuls pour le CMB, mais pas forcément pour la poussière).

On utilise une méthode d'ajustement de type MCMC dont le principe est en tout point similaire à celui détaillé au chapitre 10, mais considérablement plus simple à mettre en place dans ce cas. Les spectres sont comparés à une série de modèles donnés par l'équation 17.20 qui échantillonnent l'espace des paramètres en tenant compte des barres d'erreur. On ne rentrera pas plus dans le détail ici. En pratique, le terme ϵ_ℓ apparaît toujours multiplié à lui-même, β_ℓ , ou $\sin(2\alpha)$ et il n'est donc jamais présent au premier ordre. Par conséquent, il n'est pas contraint par l'ajustement. D'autre part, les simulations du lobe utilisées au sein de la collaboration *Planck*, et basées sur les données réelles, permettent d'estimer les valeurs de ϵ_2 et ϵ_4 . Nous fixons donc les valeurs de ϵ_2 et ϵ_4 à celles attendues d'après les simulations. Les paramètres ajustés sont α , β_2 et β_4 .

Les résultats du MCMC sont illustrés à 100 GHz par la figure 17.13. Tous les résidus après ajustement (χ) sont parfaitement compatibles avec zéro à toutes les fréquences pour TB et EB. Les canaux à 100 et 143 GHz sont significativement affectés par les fuites dues aux différences de lobes, mais pas celui à 217 GHz. Les résultats sur TB et EB sont compatibles de façon générale. Après avoir marginalisé les distributions, on mesure $\alpha = 0.505 \pm 0.168$ degrés pour EB à 100 GHz, ce qui exclut un angle nul à 3.0σ . Les angles des autres fréquences sont compatibles avec zéro à 3σ . Dans tous les cas, on montre alors que la rotation du plan focal est faible pour les données prises en vol, < 1 degré. Les résultats obtenus sont compatibles avec les mesures effectuées au sol qui donnent une erreur sur l'orientation global du plan focal de 0.3 degrés [Rosset et al., 2010]. Les systématiques mises en évidence ici sont prises en compte et marginalisées lors du MCMC sur les spectres TE et EE dans [Planck Collaboration et al., 2015h] mais en utilisant

une carte séparée des composante, soit la combinaison des cartes par fréquences et non pas les cartes elles-mêmes.

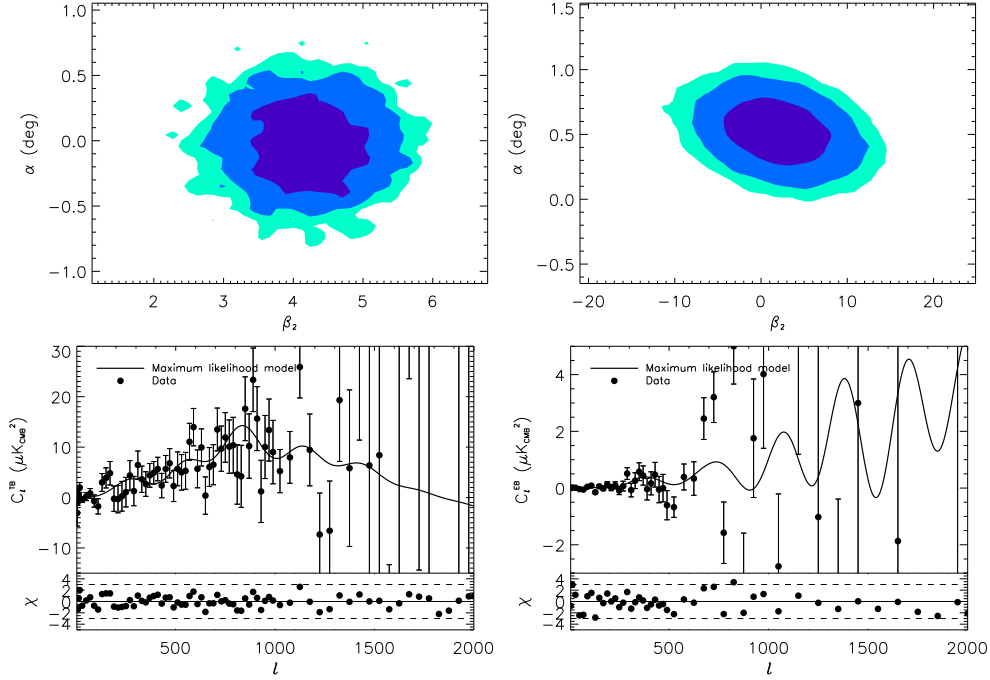


Figure 17.13 – **Haut** : fonction de vraisemblance *a posteriori* dans le plan α - β_2 pour TB à gauche et EB à droite. Les contours donnent les limites à 1, 2 et 3σ . **Bas** : comparaison entre le meilleur ajustement et les données. Le résidu, χ , est également représenté avec les limites à ± 3 en pointillé.

17.5 Conclusions

Ce chapitre a présenté le formalisme des effets systématiques principaux pour la mesure de la polarisation. Nous avons détaillé les deux méthodes qui se sont avérées les plus efficaces pour produire d’une part des cartes nettoyées des émissions d’avant-plans et des effets systématiques, et d’autre part produire des cartes de correction des effets systématiques. La première méthode, OGF, fournit les cartes qui ont été et sont encore à ce jour utilisées pour contraindre la réionisation avec HFI directement en utilisant le spectre EE à bas multipoles et l’amplitude des modes B primordiaux. Les cartes de correction gGF ont été utilisées en amont des méthodes de séparation de composantes pour produire les cartes de CMB polarisé et d’avant-plans. La méthode gGF est la seule capable de produire des cartes de corrections de fuites aux quatre fréquences polarisées HFI. Aucune autre méthode *a posteriori* que celles développées ici ne permettent de tenir compte des fuites dues à la différence d’étalonnage entre les bolomètres en terme de dipôle et de niveau zéro. Ces méthodes ont été testées et leur stabilité estimée. Du fait de la difficulté de mise en place de ces méthodes, seuls les effets dominants ont été pris en compte pour le moment. Suite aux travaux présentés dans cette thèse, des méthodes de corrections des effets systématiques en amont (au moment de la construction des cartes) ont été mises en oeuvre et seront utilisées pour les analyses à bas multipoles en 2015. Les systématiques liées à l’angle du plan focal sur le ciel et aux différences de lobes ont été mise en évidence. Elles sont intégrées dans la fonction de vraisemblance et marginalisées lors de la contrainte sur les paramètres cosmologiques.

18

Quelques résultats pertinents de *Planck* en polarisation

Sommaire

18.1 Produits astrophysiques	271
18.2 Cartes du CMB	273
18.3 Contraintes sur la réionisation de l'Univers avec <i>Planck</i>	274
18.4 Contraintes sur l'inflation avec <i>Planck</i>	275
18.4.1 Contraintes directes avec <i>Planck</i>	275
18.4.2 Détection des modes B par BICEP2	277
18.5 Résumé	279

Le travail réalisé au sein de la collaboration *Planck* s'est effectué dans le cadre de la mesure de la polarisation en se concentrant sur les grandes échelles angulaires. Au jour de l'écriture de ce chapitre, les données correspondantes ne sont pas livrées à la communauté scientifique et ne sont pas publiques puisque les effets systématiques aux multipoles $\ell < 20$ ne sont pas négligeables par rapport au bruit dans les données HFI à 100, 143 et 217 GHz, tel que l'on a pu le voir au chapitre 17. On ne présentera donc pas les résultats directement issus de ces données. Cependant, les corrections d'effets de fuites gGF ont été utilisées au sein de la collaboration *Planck* pour valider la production des cartes séparées des composantes, que ce soit pour l'émission polarisée des avant-plans (synchrotron, émission thermique de la poussière) ou bien le CMB lui-même. Concernant la polarisation à bas ℓ , le canal à 70 GHz LFI est le seul utilisé aujourd'hui et il est nettoyé des avant-plans grâce au canal LFI à 30 GHz et au canal HFI à 353 GHz corrigé des fuites avec la méthode gGF. Dans un premier temps, nous passerons en revue les produits obtenus en polarisation avec *Planck*. Ensuite nous verrons quelles sont les contraintes apportées sur la réionisation et l'inflation et nous discuterons des résultats obtenus par la collaboration BICEP et l'implication qu'ils ont eu pour *Planck*. Une vue d'ensemble des résultats *Planck* 2015 est donnée dans [Planck Collaboration et al., 2015a].

18.1 Produits astrophysiques

Planck est pionnier dans la mesure de la polarisation sur tout le ciel aux fréquences millimé-

triques et surtout sub-millimétriques (HFI globalement). Bien que la polarisation de la poussière ait déjà été mesurée sur une fraction du ciel grâce à *Archeops* [Ponthieu et Archeops Collaboration, 2003], celle-ci restait relativement peu connue sur l'ensemble du ciel avant *Planck*. Grâce à la très vaste couverture en fréquence de HFI et LFI, la séparation de composantes utilisée en 2015 permet non seulement d'extraire le CMB en polarisation, mais également les émissions d'avant-plans, tel que décrit dans [Planck Collaboration et al., 2015b]. La méthode utilisée est *Commander* [Eriksen et al., 2008], qui utilise non seulement LFI et HFI, mais également *WMAP* [Bennett et al., 2013] et les observations à 408 MHz [Haslam et al., 1982], qui permettent d'améliorer les contraintes sur la contribution du synchrotron. *Commander* utilise une approche bayésienne, qui consiste à modéliser l'émission des avant-plans et à échantillonner l'espace des paramètres correspondants, en plus de paramètres de nuisance instrumentaux, par une méthode similaire à celle de type MCMC. Dans le cadre de la polarisation, seuls le CMB, le synchrotron et l'émission polarisée de la poussière thermique sont considérés. Les différentes corrections d'effets de fuites sont également utilisées et comparées pour tester la robustesse des résultats. La figure 18.1 donne les résultats sur les avant-plans polarisés obtenus avec *Commander*. La poussière est donnée à 353 GHz et le synchrotron à 30 GHz. Il est intéressant de noter la corrélation entre les deux, en particulier à grandes échelles angulaires, dont l'origine physique vient de la structure du champ magnétique galactique auquel les deux processus d'émission sont reliés.

On remarquera que du fait de la nouveauté des données sub-millimétriques en polarisation, de nombreux résultats pionniers sur la polarisation de la poussière galactique ont été obtenus (voir par exemple [Planck Collaboration et al., 2014b]). La relation entre le champ magnétique galactique qu'elle trace et la formation des étoiles est en lien direct avec l'un des programmes de *NIKA2*.

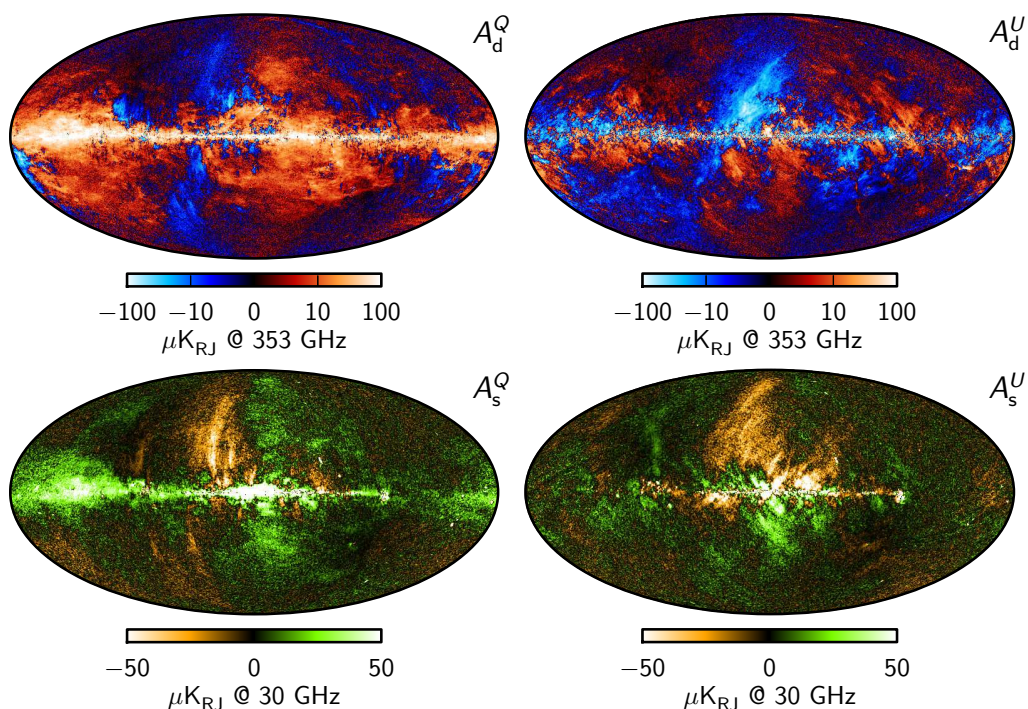


Figure 18.1 – Cartes séparées des composantes de l'émission polarisée de la poussière thermique (haut) et du synchrotron (bas) en Q (gauche) et U (droite). Figure extraite de [Planck Collaboration et al., 2015b].

18.2 Cartes du CMB

Les cartes du CMB, que ce soit en température ou en polarisation, sont obtenues avec quatre méthodes de séparation de composantes indépendantes [Planck Collaboration *et al.*, 2015c] : **Commander**, NILC, SEVEM, et SMICA. Les cartes en polarisation sont filtrées à bas multipoles dans l'espace des harmoniques sphériques par une fonction en cosinus qui atténue progressivement les modes entre $\ell = 20$ et $\ell = 40$ et nulle pour $\ell < 20$, puisque les effets systématiques résiduels ne sont pas négligeables par rapport au bruit. Les quatre méthodes donnent des résultats en général très cohérents ce qui permet de valider leur robustesse par rapport au traitement de l'émission des avant-plans. Les cartes sont dominées par le bruit sauf aux pôles éclipiques, tels que le montre le panneau haut de la figure 18.2. La carte Q voit apparaître un signal positif et négatif successivement selon les axes verticaux et horizontaux. Au contraire, le signal visible sur la carte U est orienté en croix. Il est ainsi dominé par les modes E tels qu'attendu pour le CMB.

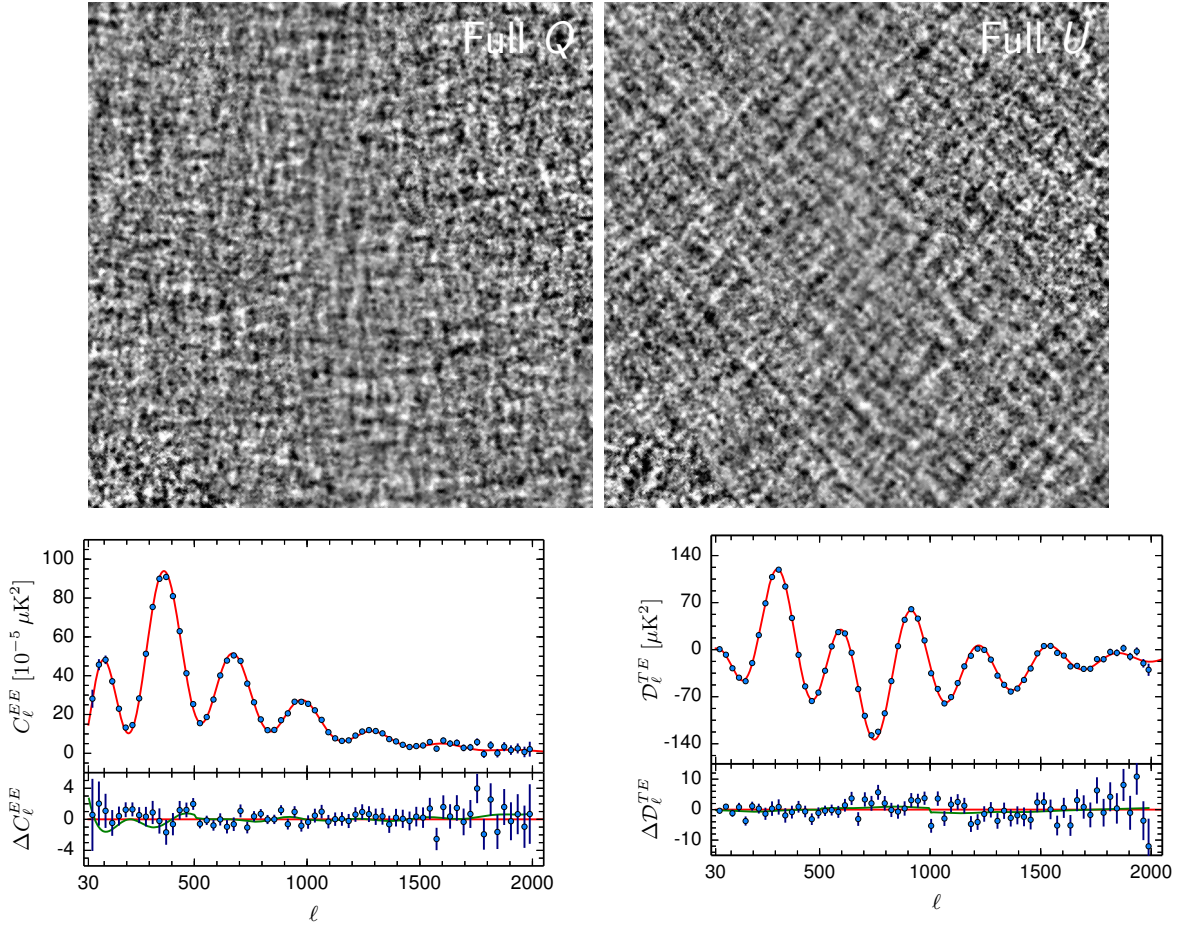


Figure 18.2 – **Haut** : cartes Q (gauche) et U (droite) **Commander** de 20 degrés par 20 degrés représentées entre plus et moins $10 \mu K_{\text{CMB}}$, centrées au pôle éclipique nord. La résolution est de 10 arcmin FWHM. Figures extraites de [Planck Collaboration *et al.*, 2015c]. **Bas** : spectre de puissance EE (gauche) et TE (droite) moyenné par fréquence. La courbe rouge donne le spectre attendu d'après l'analyse en température et en polarisation à bas ℓ . Le résidu entre les deux est ajusté par un modèle de différence de lobes (similairement à la section 17.4) et représenté en vert. Figure extraite de [Planck Collaboration *et al.*, 2015h].

On donne également les spectres de puissance en polarisation EE et TE extraits de [Planck Collaboration *et al.*, 2015h]. Ils montrent une cohérence remarquable entre les résultats en température et en polarisation. En effet, les points de données représentent les spectres moyennés par fréquence et la courbe rouge donne le spectre théorique attendu d’après l’analyse en température et en polarisation à bas ℓ (avec le canal à 70 GHz que l’on va discuter plus en détails dans la suite). Le résidu entre les deux est ajusté ici par le modèle de différence de lobes que l’on a discuté au chapitre 17 dans le cas de TB et EB. Le meilleur ajustement est représenté en vert ici, obtenu indépendamment pour TE et EE, et marginalisé lors de l’obtention de la contrainte cosmologique issue de la polarisation.

18.3 Contraintes sur la réionisation de l’Univers avec *Planck*

L’épaisseur optique de l’Univers est directement reliée au redshift auquel celui-ci passe d’un état neutre à ionisé, la réionisation. La réionisation donne une information essentielle sur l’évolution des galaxies et la formation des étoiles qui en sont responsables. La mesure de *WMAP*, $\tau = 0.089 \pm 0.014$ correspond à $z_{\text{re}} = 10.6 \pm 1.1$ si l’on suppose que la réionisation est instantanée. Cette valeur est élevée et implique que la réionisation ne peut pas être causée uniquement par les étoiles dans les galaxies observées dans les *surveys* profonds [Robertson *et al.*, 2013] et nécessite une contribution d’autres objets plus faibles. Le signal extrait du CMB pour contraindre la réionisation est faible et se trouve aux grandes échelles angulaires, ce qui le rend particulièrement difficile à mesurer en raison des effets systématiques instrumentaux et les émissions d’avant-plans. Ainsi, il est important d’apporter, avec *Planck*, une mesure indépendante du paramètre τ .

Les cartes nettoyées avec la méthode OGF sont utilisées dans le cadre de la collaboration pour contraindre la réionisation avec HFI en utilisant la méthode développée par [Mangilli *et al.*, 2015]. Ces résultats ne sont pas présentés ici, car ils ne sont pas publics en mars 2015 du fait de résidus d’effets systématiques non-négligeables dans les cartes. Pour LFI, seul le canal à 70 GHz passe les tests de cohérence qui quantifient les résidus d’effets systématiques, après avoir exclu les *surveys* 2 et 4. C’est donc ce canal uniquement qui est utilisé à bas ℓ pour contraindre les paramètres cosmologiques, et noté lowP par la suite dans les figures.

Néanmoins, la méthode gGF est utilisée pour corriger les systématiques présentes à 353 GHz, canal qui sert ensuite pour nettoyer la poussière dans les cartes LFI à 70 GHz Q et U avec des méthodes de régressions linéaires similaires à celles détaillées au chapitre 17. Le canal à 30 GHz est également utilisé pour nettoyer le synchrotron simultanément. Une fois les données propres obtenues à 70 GHz, les 46% du ciel les plus propres sont conservés et utilisés pour contraindre le signal du CMB polarisé avec une méthode de maximum de vraisemblance. Elle compare le modèle, paramétré par la valeur de τ qui est directement reliée à l’amplitude de la bosse de la réionisation à bas ℓ sur le spectre EE, aux données jusqu’à $\ell = 29$.

Les résultats bas ℓ uniquement donnent ainsi $\tau = 0.067 \pm 0.022$. Le spectre en température du CMB est lissé par l’interaction Thomson des photons du CMB sur les électrons libres présents après la réionisation. Il permet donc d’apporter une contrainte sur $A_s e^{-2\tau}$, où A_s est l’amplitude des fluctuations primordiales. La dégénérescence entre A_s et τ peut être partiellement levée en utilisant l’effet de lentille gravitationnelle sur le CMB. Les données en température sont donc également utiles pour contraindre la réionisation. L’analyse jointe en température et bas ℓ donne $\tau = 0.078 \pm 0.019$, soit $z_{\text{re}} = 9.9^{+1.8}_{-1.6}$ si l’on suppose que la réionisation est instantanée. Les données de *WMAP* sont également utilisées et nettoyées de la poussière et du synchrotron similairement à LFI, en utilisant en plus du canal à 353 GHz celui à 22.6 GHz de *WMAP* (bande K). La profondeur optique obtenue est alors $\tau = 0.071 \pm 0.013$ une fois combinée avec la température *Planck*. Cette valeur est plus de 1 σ plus faible que les résultats de *WMAP*

seul, suggérant que la présence de poussière, méconnue avant *Planck*, biaise significativement la valeur de τ vers le haut. Les densités de probabilité sur τ obtenues selon les différents jeux de données sont représentées sur la figure 18.3. La contrainte la plus forte est obtenue en combinant la température *Planck* avec les bas ℓ en polarisation (lowP) et *WMAP* (WP). Les oscillations acoustiques des baryons (BAO) sont également utilisées, mais n'améliorent pas les contraintes de manière significative. Les résultats avec ou sans la polarisation à bas ℓ sont cohérents et indépendants. Ils indiquent tous une valeur de τ significativement plus basse que celle donnée par *WMAP* seul, ce qui tend à réconcilier les contraintes issues du CMB avec celles des sondes astrophysiques [Planck Collaboration et al., 2015h].

HFI étant plus sensible que LFI, une meilleure contrainte sur τ est attendue. Le résultat de l'analyse avec HFI devrait être finalisé au cours de 2015 en utilisant une nouvelle version des cartes de HFI.

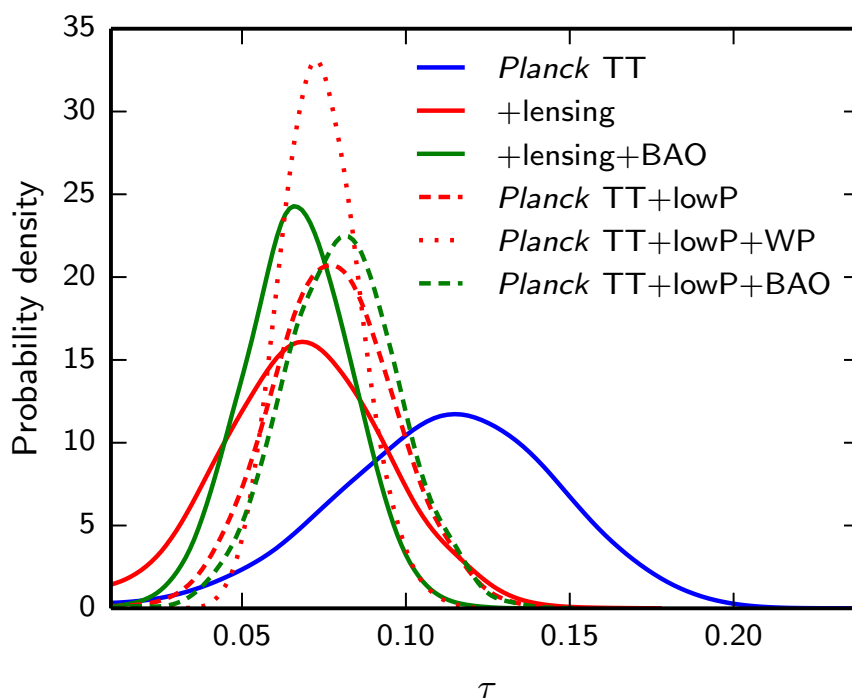


Figure 18.3 – Contraintes sur la réionisation à partir des différents jeux de données utilisés. Extrait de [Planck Collaboration et al., 2015h].

18.4 Contraintes sur l'inflation avec *Planck*

18.4.1 Contraintes directes avec *Planck*

L'importance de la mesure du rapport tenseur sur scalaire, r , a été discutée en détails au chapitre 1. Il s'agit de l'un des domaines de recherche les plus actifs de la cosmologie. La mesure de r donnerait une preuve directe que l'inflation a bien eu lieu et apporterait une mesure de son échelle d'énergie. Comme pour la réionisation, la contribution des modes tensoriels a principalement lieu à bas multipoles puisque les ondes gravitationnelles primordiales qui en sont responsables sont supprimées en dehors de l'horizon. En plus de la bosse de la réionisation dans le spectre des modes B, à $\ell < 10$, la bosse de la recombinaison est conséquente à $\ell \sim 100$ et c'est

sur cette région du spectre que se concentrent les observations au sol.

Pour les mêmes raisons que dans le cas des modes EE et de la réionisation, les résultats HFI à bas ℓ sur le rapport tenseur sur scalaire issus directement du spectre BB ne seront pas présentés ici. Le canal à 70 GHz de LFI est également utilisé dans ce cas. Cependant, c'est la contrainte par la température à $\ell < 100$ qui est la plus forte sur r . Les données en polarisation avec les spectres TE et EE à $\ell > 30$ n'apportent pas une contribution significative à la contrainte.

La figure 18.4 représente la fonction densité de probabilité *a posteriori* dans le plan $r_{0.002}$, le rapport tenseur sur scalaire à une échelle de 0.002 Mpc^{-1} , et n_s l'indice spectral des fluctuations primordiales. Les contours de confiance sont donnés pour trois analyses utilisant différentes contraintes et *priors*. La contrainte *Planck* en température et polarisation à bas ℓ donne $r_{0.002} < 0.10$ (contours rouges). Cette limite exclut déjà un grand nombre de modèles d'inflation tel que ceux vérifiant $V(\phi) \propto \phi^2$, exclus à 99% de niveau de confiance. Le contour bleu est obtenu en ajoutant l'information de l'effet de lentille gravitationnelle sur le CMB et d'autres sondes telles que les supernovae. On remarquera que la contrainte sur r est dominée par la température, qui est limitée par la variance cosmique et dépend du modèle sous-jacent. La dépendance du modèle est illustrée par le contour gris où le nombre effectif de famille de neutrinos a été augmenté de 0.39, ce qui est élevé, mais n'est pas exclu par *Planck*. Le seul moyen d'améliorer les contraintes sur les modèles d'inflation est alors de mesurer directement le spectre de puissance angulaire des modes B et de descendre en sensibilité. Les données en polarisation, que ce soit pour *Planck* ou pour les expériences au sol commencent à être compétitives par rapport à la contrainte issue de la température.

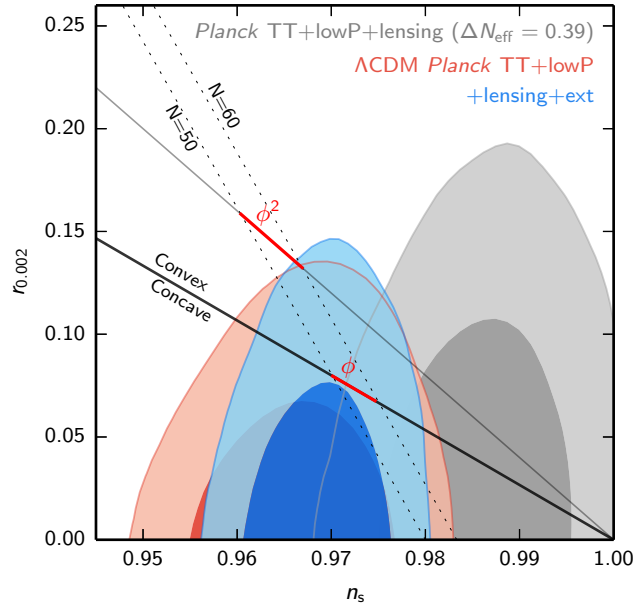


Figure 18.4 – Contraintes sur l'inflation dans le plan $r_{0.002} - n_s$. Les contours rouges donnent la contrainte avec la température et la polarisation à bas ℓ . Les contours bleus contiennent en plus la contrainte issue de l'effet de lentille gravitationnelle sur le CMB et des sondes externes telles que les supernovae. Les contours gris illustrent les dépendances de la contrainte en température au modèle sous-jacent avec la modification du nombre de familles effectives de neutrinos. La prédiction de différents modèles d'inflation est donnée sur la figure pour différents potentiels d'inflation. Le paramètre N représente le nombre d'e-folding. Figure extraite de [Planck Collaboration et al., 2015h].

18.4.2 Détection des modes B par BICEP2

La collaboration BICEP2 a annoncé avoir détecté les modes B primordiaux le 14 mars 2014 [Ade et al., 2014b; Ade et al., 2014a]. Cette annonce, d’une importance majeure pour la cosmologie moderne, puisque signe d’une nouvelle physique, a été relayée dans de nombreux médias. Nous décrivons ici l’impact de cette annonce sur l’analyse entreprise dans la collaboration *Planck*.

Annnonce de la détection des modes B primordiaux par la collaboration BICEP2

L’expérience BICEP2 est dédiée à l’observation des modes B primordiaux autour de $\ell = 80$. L’instrument est constitué d’une lunette de 26 cm d’ouverture installée au Pôle Sud. Le plan focal contient 512 TES (*Transition Edge Sensor*) centrés à 150 GHz. Le champ couvert est une petite région de 380 deg^2 dans une région relativement propre de l’hémisphère sud. La stratégie d’observation est conçue pour la mesure de la polarisation et les systématiques associées sont bien contrôlées [Ade et al., 2014a]. Le 14 mars 2014, la collaboration BICEP2 a annoncé avoir détecté les modes B primordiaux et a donné $r = 0.20^{+0.07}_{-0.05}$ [Ade et al., 2014b]. La contribution de l’émission polarisée de la poussière était estimée pour différents modèles donnés dans la littérature et à partir des données *Planck* en température et des résultats préliminaires en polarisation. Elle était ainsi estimée être inférieure à $\sim 20\%$ du signal mesuré. Le synchrotron était estimé à partir de *WMAP*. La figure 18.5 représente la mesure du spectre BB par BICEP2 et le meilleur ajustement obtenu pour r en laissant les autres paramètres cosmologiques fixes. La détection des modes B primordiaux était supérieure à 5σ entre $\ell = 30 - 150$ [Ade et al., 2014b].

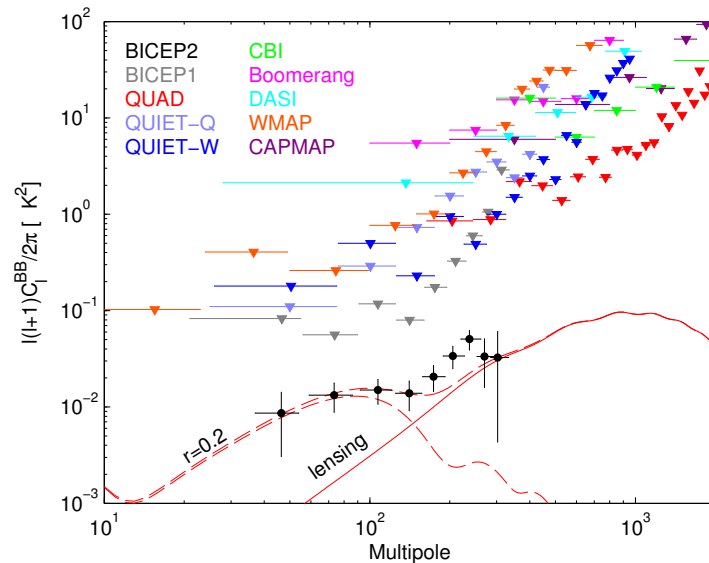


Figure 18.5 – Mesure du spectre BB par BICEP2. Le trait plein rouge donne la contribution de l’effet de lentille et le trait pointillé le meilleur ajustement des modes B primordiaux. Les mesures obtenues par d’autres expériences sont également représentées. Figure extraite de [Ade et al., 2014b].

Mesure de la contribution de l’émission de la poussière polarisée à hautes latitudes

L’expérience BICEP2 est très sensible, mais son champ est petit ($< 1\%$ du ciel). Au contraire, *Planck* est moins sensible mais couvre tout le ciel, y compris à hautes fréquences là où la poussière domine. Les deux expériences sont donc très complémentaires. Bien que la contribution de la

poussière ne soit pas celle d'un champ gaussien isotrope, elle peut être caractérisée localement en termes de spectre de puissance et sa contribution au signal par rapport au CMB peut être évaluée. L'analyse *Planck* [Planck Collaboration et al., 2014c] utilise le canal à 353 GHz pour l'étudier en se concentrant sur les hautes latitudes galactiques. Les cartes gGF ont été utilisées pour montrer que la contribution des effets de fuite est négligeable aux multipoles considérés. Le spectre de puissance angulaire des modes EE et BB est en général bien décrit par une loi de puissance avec une pente -2.42 ± 0.02 . La SED de l'émission polarisée de la poussière est cohérente avec celle d'un corps noir modifié avec $T_{\text{dust}} = 19.6$ K et $\beta_{\text{dust}} = 1.59$. De façon générale, on observe un rapport $C_{\ell}^{BB}/C_{\ell}^{EE} \simeq 0.5$, lié à la nature filamentaire de la poussière [Planck Collaboration et al., 2014c]. *Planck* montre alors qu'il n'existe pas de région propre sur le ciel pour l'observation directe des modes B. Il est nécessaire pour les observations depuis le sol d'avoir plusieurs canaux et de faire un travail de séparation de composantes.

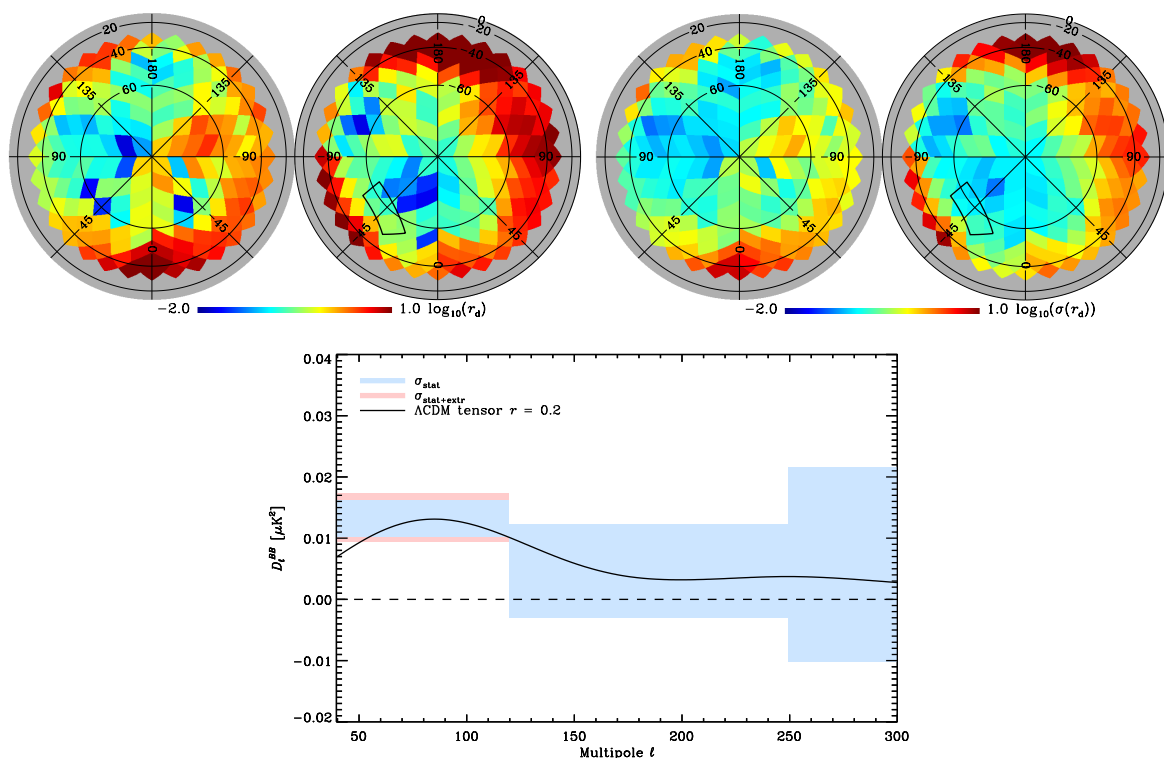


Figure 18.6 – **Haut** : cartes du rapport tenseur sur scalaire équivalent dû à la poussière à $\ell = 80$ en échelle logarithmique (droite) et son incertitude (gauche), extrapolée à 150 GHz à partir du canal HFI à 353 GHz, centrées sur les pôles galactiques. Le contour noir donne la position du champ BICEP2. **Bas** : spectre de puissance des modes BB dans le champ BICEP2 calculé à 353 GHz et extrapolé à 150 GHz. Le contour de confiance statistique à 1σ est donné en bleu et le contour rouge inclut l'incertitude de l'extrapolation. La prédiction des modes B primordiaux à partir des paramètres Planck 2013 à laquelle est rajoutée une contribution tensorielle avec $r = 0.2$ est donnée par la ligne noire. Figures extraites de [Planck Collaboration et al., 2014c].

Le panneau haut de la figure 18.6 traduit la contribution de la poussière en terme du rapport tenseur sur scalaire à 150 GHz, r_d , en fonction des régions du ciel ainsi que son incertitude. Le champ BICEP2 est également représenté en noir. Le panneau du bas se concentre sur le champ BICEP2 et montre que la contribution de la poussière au spectre des modes B est significatif par rapport à la mesure de BICEP2. Les résultats *Planck* indiquent donc qu'il est nécessaire

d'analyser les données BICEP2 en marginalisant sur la contribution de la poussière.

Analyse jointe BICEP2 – Planck Afin de conclure sur la contribution de modes B primordiaux à la mesure BICEP2, une analyse jointe (incluant également les données de Keck) a été faite [BICEP2/Keck and Planck Collaborations *et al.*, 2015]. L'amplitude de la poussière à $\ell = 80$ (A_d), mesurée à 353 GHz et extrapolée à 150 GHz, est contrainte simultanément avec le paramètre r . La contribution du synchrotron apparaît être négligeable par rapport à celle de la poussière. La contribution à bas ℓ des modes B est due principalement à la poussière. La contrainte sur les modes B primordiaux donne $r < 0.12$ à 95% de niveau de confiance [BICEP2/Keck and Planck Collaborations *et al.*, 2015]. La figure 18.7 donne les densités de probabilité obtenues sur A_d et r .

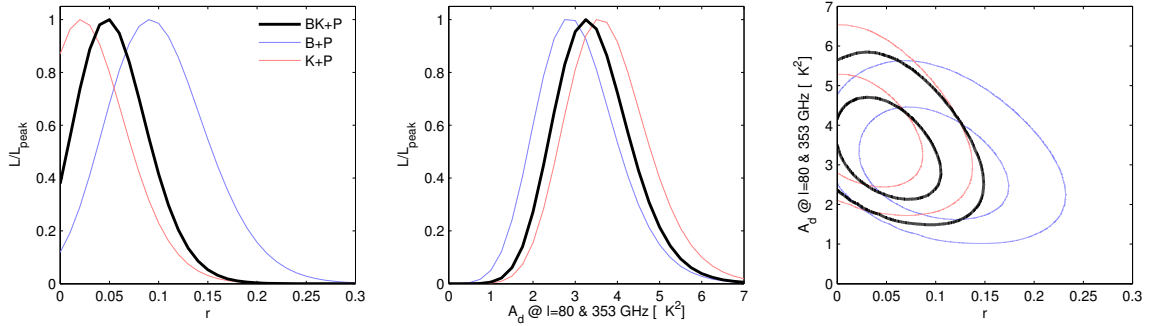


Figure 18.7 – Fonction densité de probabilité *a posteriori* obtenue sur les paramètres r (gauche), A_d pris à 353 GHz à $\ell = 80$ (centre) et dans le plan $r - A_d$ pour 65 et 95% de niveau de confiance (droite). Figure extraite de [BICEP2/Keck and Planck Collaborations *et al.*, 2015].

18.5 Résumé

Bien que la contrainte directe sur la réionisation et l'inflation à partir des modes EE et BB à bas ℓ avec HFI ne soit pas encore publique, le travail détaillé au chapitre 17 a été utilisé en polarisation dans la collaboration *Planck*. Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les produits astrophysiques et les cartes du CMB obtenues en polarisation. Nous avons également discuté des contraintes sur la réionisation et l'inflation à partir des données en température et en polarisation à 70 GHz avec LFI, qui utilise les corrections gGF développées dans cette thèse lors de la soustraction de l'émission polarisée de la poussière. Les contraintes obtenues sont données par [Planck Collaboration *et al.*, 2015h]

$$\begin{aligned}
 n_s &= 0.968 \pm 0.006 \\
 r &< 0.09 \text{ (95\% C.L.)} \\
 \tau &= 0.066 \pm 0.016 \\
 z_{\text{re}} &= 8.8^{+1.7}_{-1.4}
 \end{aligned} \tag{18.1}$$

Les résultats de *Planck* en 2013 avaient permis de rentrer dans une nouvelle ère de la cosmologie moderne. Les résultats de 2015 permettent de faire un pas de plus avec la mesure de la polarisation. La compréhension et le contrôle des effets systématiques et des avant-plans astrophysiques y apparaissent essentiels.

Conclusions

Le travail que j’ai réalisé pendant ma thèse est synthétisé dans ce manuscrit. Il a été effectué au LPSC (Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, à Grenoble) et a pris place au sein des deux collaborations *NIKA* et *Planck*. La thématique générale abordée porte sur la mesure de la distribution de matière dans l’Univers. Le travail réalisé se concentre sur quatre périodes charnières de l’histoire de l’Univers : l’inflation (Univers primordial), l’émission du CMB ($z \sim 1000$), la réionisation ($z \sim 10$) et la formation des amas de galaxies (dans l’Univers plus local). L’émission du CMB y est centrale puisque c’est à travers son observation que l’on sonde les époques d’intérêt. Les parties II et III constituent la majeure partie de mon travail de thèse et concernent la mesure, puis l’interprétation, de l’effet Sunyaev-Zel’dovich dans les amas de galaxies à haut redshift ($z \sim 0.4 - 1$) avec la caméra *NIKA*. La partie IV résume le travail effectué pour réduire les effets systématiques dans les données de *Planck* en polarisation.

Je suis arrivé dans la collaboration *NIKA* au commencement de celle-ci. Avant de disposer de données au télescope, je me suis intéressé au fonctionnement des détecteurs utilisés par *NIKA* : les KIDs. L’utilisation de données obtenues en laboratoire et la modélisation de ce nouveau type de détecteur a permis de valider leur utilisation dans le cadre des observations astrophysiques (chapitre 5) en ce qui concerne leur linéarité et la reconstruction du signal.

Dès que les premières données (en particulier SZ) ont été disponibles, j’ai construit une chaîne d’analyse complète permettant de passer des données brutes aux cartes astrophysiques des objets observés ; cette chaîne est décrite au chapitre 7. En plus de son but premier, cet outil a permis de comprendre plus en détails l’origine des sources de bruits dans les données et de montrer que les KIDs sont effectivement des détecteurs très performants dans le cadre d’observations millimétriques. En plus du bruit atmosphérique qui domine, le traitement des données a permis de mettre en évidence la structure du bruit électronique par blocs de détecteurs. Les méthodes mises en place ont alors montré qu’il est nécessaire d’utiliser différentes stratégies de décorrélation du bruit en fonction de la nature des objets observés (compacts ou diffus).

J’ai ainsi pu me rendre utile lors des observations au télescope auxquelles j’ai participé, que ce soit en temps technique ou en temps ouvert aux astronomes extérieurs (chapitre 6). Mon expérience au télescope a été un atout majeur pour l’implémentation et le développement de la chaîne d’analyse. J’ai aussi eu l’occasion de réaliser les produits astrophysiques pour les projets externes, y compris pour donner un retour immédiat sur les observations en cours.

Les cartes elles-mêmes ne peuvent être exploitées scientifiquement qu’à trois conditions : elles doivent être étalonnées, le bruit qu’elles contiennent doit être caractérisé, et l’effet de la chaîne d’analyse sur le signal doit être quantifié. J’ai ainsi développé les outils nécessaires pour effectuer chacune de ces étapes, décrites aux chapitres 8 et 9. Dans ce cadre, j’ai aussi construit une série d’outils permettant de traiter directement les cartes à la sortie de la chaîne d’analyse pour quantifier la qualité des données et obtenir des résultats physiques rapidement. Parmi les résultats à noter, on remarque que le lobe est bien décrit par une gaussienne en première approximation, mais il présente une structure plus complexe aux grandes échelles, qu’il est nécessaire de prendre en compte dans le cas des sources diffuses. J’ai aussi montré que les KIDs ont un bruit proche du bruit de photon, ce qui en fait des compétiteurs possibles aux détecteurs

plus classiques, y compris pour une future mission spatiale pour observer le CMB.

Pour caractériser l'effet de la chaîne d'analyse sur le signal, j'ai construit en particulier une chaîne de simulation complète incluant l'instrument, le signal, et les diverses sources de bruits (chapitre 9). Ce travail a permis de quantifier le filtrage du signal astrophysique aux grandes échelles angulaires et de montrer que son amplitude dépend de la méthode de traitement des données effectuée, qui doit ainsi être adaptée selon les objectifs scientifiques des observations.

L'utilisation des chaînes de Markov est un moyen de sonder efficacement un espace de paramètres, dont ces derniers, bien qu'ils décrivent correctement les données, sont parfois fortement dégénérés. J'ai alors construit un logiciel statistique qui utilise un MCMC afin d'extraire la distribution de pression dans les amas de galaxies observés par *NIKA*. En combinant ces données avec des observations externes en X, ce logiciel a montré que les observations de *NIKA*, de par leur nature résolue, permettent de remonter aux distributions thermodynamiques (pression, densité, température et entropie) ainsi qu'à la distribution de matière (masse de gaz, masse totale hydrostatique et fraction de gaz) des objets observés.

Les premières observations SZ avec *NIKA*, sur RX J1347.5-1145, ont permis de montrer la capacité de l'instrument à observer les amas de galaxies. Le signal SZ, faible et diffus, a été mesuré. Sa comparaison aux observations précédentes a montré un bon accord ainsi que la complémentarité de *NIKA* par rapport aux autres expériences existantes dans ce type d'observations. Les observations de RX J1347.5-1145 ont alors ouvert la porte à l'astronomie avec les KIDs et aux futures études de l'effet SZ au télescope de 30 mètres de l'IRAM.

Après avoir validé les observations SZ avec *NIKA*, j'ai pris en charge la préparation de l'observation de trois amas comme cas d'étude typique pour préparer les observations futures avec *NIKA2*.

Le premier amas observé a été CL J1226.9+3332 à haut redshift ($z = 0.89$). J'ai pris en charge l'analyse des données et l'interprétation des cartes en utilisant les outils développés précédemment. Cette analyse a constitué un cas d'étude typique pour l'observation SZ à haut redshift avec *NIKA2*. Elle a montré que CL J1226.9+3332 est un objet relaxé à grande échelle, mais qui présente un cœur perturbé, confirmé par son profil de température et d'entropie.

Le deuxième amas, MACS J1423.8+2404 à $z = 0.55$, a permis de constituer un cas d'étude pour l'évaluation de l'impact des sources radio et infrarouges sur la reconstruction de la distribution de pression dans les amas résolus, tels que ceux qui seront observés avec *NIKA2*. L'analyse a montré que du fait de la nature résolue des observations de *NIKA*, la reconstruction des distributions physiques radiales à grande échelle n'est pas affectée par la contamination d'une source centrale. En revanche, il apparaît impossible de contraindre la distribution de pression au centre à moins qu'il existe des données complémentaires permettant de soustraire le contaminant. De façon générale, les observations SZ ont permis d'identifier une poignée de sources sub-millimétriques, montrant ainsi une plus-value intéressante pour l'exploitation des données *NIKA2*.

Le troisième amas, MACS J0717.5+3745 a été d'abord observé pour étudier la distribution de pression dans un amas à morphologie extrêmement complexe. Les données révèlent une région où la pression est très élevée, correspondant à un choc entre deux sous-structures. Les données indiquent également la présence d'une contribution non-thermique au signal SZ. MACS J0717.5+3745 a été ré-observé et les données sont en cours d'analyse avec l'objectif d'obtenir la première cartographie de l'effet SZ cinétique.

En plus de ces trois cas d'étude, deux amas découverts par *Planck* ont été observés afin de constituer un premier jeu d'observations similaires à celles qui seront effectuées avec *NIKA2* lors du grand programme SZ.

Mon travail sur les données de la caméra *NIKA* s'étend depuis le fonctionnement des détecteurs jusqu'à l'interprétation physique des données astrophysiques, en passant par les observations au télescope. J'ai ainsi eu la chance de conduire un travail cohérent et complet, permettant une vision d'ensemble nécessaire de l'expérience. Le travail réalisé a permis de produire des résultats immédiats d'intérêt majeur. De plus, il s'insère dans le contexte plus général qui est celui de la préparation du grand programme SZ avec la caméra future, *NIKA2*. En plus des données SZ, le développement de la chaîne d'analyse et des outils associés s'est avéré indispensable pour les autres types d'observations.

En plus de mon travail sur les données *NIKA*, j'ai eu la chance de pouvoir travailler au sein de la collaboration *Planck*. Je suis arrivé au moment où la mesure de la polarisation est devenue l'un des principaux axes de travail. Il a été indispensable de concentrer les forces mises en place sur les effets systématiques, notamment présents à grandes échelles angulaires sur le ciel. Mon rôle dans la collaboration *Planck* a consisté à comprendre et soustraire les émissions d'avant-plans (principalement dues à l'émission polarisée de la poussière thermique et du synchrotron), les effets systématiques, et l'intrication entre les deux au niveau des cartes. Premièrement, ce travail s'est avéré nécessaire pour montrer la présence des effets systématiques résiduels et les quantifier. D'autre part, le signal cible issu de la réionisation et de l'inflation est attendu très faible et nécessite alors un contrôle fin des effets systématiques et des contaminations astrophysiques résiduelles. Bien que l'objectif initial soit cosmologique, le travail effectué profite également aux études de l'émission galactique. J'ai également eu l'occasion de m'intéresser aux effets systématiques à plus petites échelles induites par les différences de lobes et les angles de polarisation sur le ciel.

Grâce à mon travail au sein de la collaboration *Planck*, j'ai pu m'intégrer à un groupe de travail et me rendre utile à la collaboration. J'ai aussi pu me rendre compte du fonctionnement de grandes collaborations internationales, ce qui me sera particulièrement utile dans le cadre des grandes expériences en cours de développement pour lesquelles je porte un intérêt scientifique important, comme par exemple LSST ou Euclid. Bien qu'en fin de chaîne, le travail réalisé a aussi contribué à améliorer la chaîne d'analyse de *Planck* grâce à la mise en évidence et la quantification des effets systématiques discutés. Chaque nouvelle version des données a ainsi bénéficié d'un diagnostic pour contrôler que les améliorations apportées étaient, en effet, fructueuses.

Le contrôle des effets systématiques et de l'intrication entre les processus astrophysiques et la cosmologie devient de plus en plus important au fur et à mesure que les contraintes et les modèles s'affinent. La cosmologie moderne est entrée dans une ère de précision, entre autres avec les observations du satellite *Planck*. L'une des problématiques centrales abordées dans cette thèse concerne le contrôle des effets systématiques, d'une part issus de l'intrication entre les processus physiques complexes qui affectent la masse des amas de galaxies, et d'autre part des effets instrumentaux qui dégradent les observations de la polarisation du CMB. La préparation et l'exploitation des futures grandes expériences en cosmologie, qu'elles portent sur la mesure du CMB comme dans le cas des projets du type de CORe¹ ou PRISM², ou bien des grands relevés optiques et infrarouges proches (LSST, Euclid), nécessiteront un contrôle sans précédent de tels effets systématiques.

1. *Comic Origins Explorer*, <http://www.core-mission.org/>

2. *Polarized Radiation Imaging and Spectroscopy Mission*, <http://www.prism-mission.org/>

Bibliographie

- [Abbott *et al.*, 1982] Abbott, L. F., E. Farhi, et M. B. Wise (1982). Particle production in the new inflationary cosmology. *Physics Letters B*, 117:29–33.
- [Adam *et al.*, 2014a] Adam, R., A. Adane, P. Ade *et al.* (2014a). High resolution SZ observations at the IRAM 30-m telescope with NIKA. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1409.1137.
- [Adam *et al.*, 2015] Adam, R., B. Comis, J.-F. Macías-Pérez *et al.* (2015). Pressure distribution of the high-redshift cluster of galaxies CL J1226.9+3332 with NIKA. *A&A*, 576:A12. arXiv, 1410.2808.
- [Adam *et al.*, 2014b] Adam, R., B. Comis, J. F. Macías-Pérez *et al.* (2014b). First observation of the thermal Sunyaev-Zel’dovich effect with kinetic inductance detectors. *A&A*, 569:A66. arXiv, 1310.6237.
- [Ade *et al.*, 2014a] Ade, P. A. R., R. W. Aikin, M. Amiri *et al.* (2014a). BICEP2. II. Experiment and three-year Data Set. *ApJ*, 792:62.
- [Ade *et al.*, 2014b] Ade, P. A. R., R. W. Aikin, D. Barkats *et al.* (2014b). Detection of B-Mode Polarization at Degree Angular Scales by BICEP2. *Physical Review Letters*, 112(24):241101. arXiv, 1403.3985.
- [Adhikari *et al.*, 2014] Adhikari, S., N. Dalal, et R. T. Chamberlain (2014). Splashback in accreting dark matter halos. *JCAP*, 11:19. arXiv, 1409.4482.
- [Albrecht et Steinhardt, 1982] Albrecht, A., et P. J. Steinhardt (1982). Cosmology for grand unified theories with radiatively induced symmetry breaking. *Physical Review Letters*, 48:1220–1223.
- [Allen *et al.*, 2011] Allen, S. W., A. E. Evrard, et A. B. Mantz (2011). Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters. *ARA&A*, 49:409–470. arXiv, 1103.4829.
- [Allen *et al.*, 2002] Allen, S. W., R. W. Schmidt, et A. C. Fabian (2002). Chandra observations of RX J1347.5-1145 : the distribution of mass in the most X-ray-luminous galaxy cluster known. *MNRAS*, 335:256–266. arXiv :astro-ph/0111368.
- [Amendola et Tsujikawa, 2010] Amendola, L., et S. Tsujikawa (2010). Dark Energy : Theory and Observations. Rapport technique, Cambridge University Press.
- [Anders et Grevesse, 1989] Anders, E., et N. Grevesse (1989). Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53:197–214.
- [Arendt *et al.*, 2011] Arendt, R. G., J. V. George, J. G. Staguhn *et al.* (2011). The Radio-2 mm Spectral Index of the Crab Nebula Measured with Gismo. *ApJ*, 734:54. arXiv, 1103.6225.
- [Arnaud *et al.*, 2010] Arnaud, M., G. W. Pratt, R. Piffaretti *et al.* (2010). The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (REXCESS) and the Y_{SZ} - M_{500} relation. *A&A*, 517:A92. arXiv, 0910.1234.
- [Aumont *et al.*, 2010] Aumont, J., L. Conversi, C. Thum *et al.* (2010). Measurement of the Crab nebula polarization at 90 GHz as a calibrator for CMB experiments. *A&A*, 514:A70.
- [Baars *et al.*, 1987] Baars, J. W. M., B. G. Hooghoudt, P. G. Mezger, et M. J. de Jonge (1987). The IRAM 30-m millimeter radio telescope on Pico Veleta, Spain. *A&A*, 175:319–326.

- [Baes *et al.*, 2010] Baes, M., M. Clemens, E. M. Xilouris *et al.* (2010). The Herschel Virgo Cluster Survey . VI. The far-infrared view of M 87. *A&A*, 518:L53. arXiv, 1005.3059.
- [Bardeen *et al.*, 1957a] Bardeen, J., L. N. Cooper, et J. R. Schrieffer (1957a). Microscopic theory of superconductivity. *Physical Review*, 106:162–164.
- [Bardeen *et al.*, 1957b] Bardeen, J., L. N. Cooper, et J. R. Schrieffer (1957b). Theory of superconductivity. *Physical Review*, 108:1175.
- [Barkana et Loeb, 2001] Barkana, R., et A. Loeb (2001). In the beginning : the first sources of light and the reionization of the universe. *Phys. Rep.*, 349:125–238. astro-ph/0010468.
- [Baryshev *et al.*, 2009] Baryshev, A., J. J. A. Baselmans, S. Yates *et al.* (2009). Kinetic Inductance Detectors with Integrated Antennas for Ground and Space-Based Sub-mm Astronomy. In Bryerton, E., A. Kerr, et A. Lichtenberger, éditeurs : *Twentieth International Symposium on Space Terahertz Technology*, page 80.
- [Basu *et al.*, 2010] Basu, K., Y.-Y. Zhang, M. W. Sommer *et al.* (2010). Non-parametric modeling of the intra-cluster gas using APEX-SZ bolometer imaging data. *A&A*, 519:A29. arXiv, 0911.3905.
- [Baumann, 2014a] Baumann, D. (2014a). Cosmology. Rapport technique, University of Cambridge. Available from www.damtp.cam.ac.uk/user/db275/Cosmology/Lectures.pdf.
- [Baumann, 2014b] Baumann, D. (2014b). The Physics of Inflation. Rapport technique, University of Cambridge. Available from www.damtp.cam.ac.uk/user/db275/Inflation/Lectures.pdf.
- [Becker et Kravtsov, 2011] Becker, M. R., et A. V. Kravtsov (2011). On the Accuracy of Weak-lensing Cluster Mass Reconstructions. *ApJ*, 740:25. arXiv, 1011.1681.
- [Becker *et al.*, 1995] Becker, R. H., R. L. White, et D. J. Helfand (1995). The FIRST Survey : Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters. *ApJ*, 450:559.
- [Beichman *et al.*, 1988] Beichman, C. A., G. Neugebauer, H. J. Habing, P. E. Clegg, et T. J. Chester, éditeurs (1988). *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1 : Explanatory supplement*, volume 1.
- [Bennett *et al.*, 2013] Bennett, C. L., D. Larson, J. L. Weiland *et al.* (2013). Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Final Maps and Results. *ApJS*, 208:20. arXiv, 1212.5225.
- [Benoît *et al.*, 1994] Benoît, A., M. Caussignac, et S. Pujol (1994). New types of dilution refrigerator and space applications. *Physica B Condensed Matter*, 197:48–53.
- [Bersanelli et Mandolesi, 2000] Bersanelli, M., et N. Mandolesi (2000). Design Concept of the Planck-LFI Instrument. *Astrophysical Letters and Communications*, 37:171.
- [Bhandari *et al.*, 2000] Bhandari, P., R. C. Bowman, R. G. Chave *et al.* (2000). Sorption Cryocooler Development for the Planck Surveyor Mission. *Astrophysical Letters and Communications*, 37:227.
- [Bhattacharya et Kosowsky, 2008] Bhattacharya, S., et A. Kosowsky (2008). Dark energy constraints from galaxy cluster peculiar velocities. *Phys. Rev. D*, 77(8):083004. arXiv, 0712.0034.
- [BICEP2/Keck and Planck Collaborations *et al.*, 2015] BICEP2/Keck and Planck Collaborations, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2015). A Joint Analysis of BICEP2/Keck Array and Planck Data. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.00612.
- [Binney *et al.*, 1988] Binney, J., S. Tremaine, et F. Shu (1988). Book Review : Galactic dynamics. / Princeton U Press, 1988. *Physics Today*, 41:113.
- [Birkinshaw, 1999] Birkinshaw, M. (1999). The Sunyaev-Zel’dovich effect. *Phys. Rep.*, 310:97–195. arXiv :astro-ph/9808050.

- [Birkinshaw *et al.*, 1991] Birkinshaw, M., J. P. Hughes, et K. A. Arnaud (1991). A measurement of the value of the Hubble constant from the X-ray properties and the Sunyaev-Zel'dovich effect of Abell 665. *ApJ*, 379:466–481.
- [Blanquer, 2014] Blanquer, G. (2014). Mesure de la distribution de pression dans les amas de galaxies observés avec la caméra NIKA. Rapport technique, Université Joseph Fourier. Disponible sur demande.
- [Bleem *et al.*, 2015] Bleem, L. E., B. Stalder, T. de Haan *et al.* (2015). Galaxy Clusters Discovered via the Sunyaev-Zel'dovich Effect in the 2500-Square-Degree SPT-SZ Survey. *ApJS*, 216:27. arXiv, 1409.0850.
- [Boggess *et al.*, 1992] Boggess, N. W., J. C. Mather, R. Weiss *et al.* (1992). The COBE mission - Its design and performance two years after launch. *ApJ*, 397:420–429.
- [Böhringer *et al.*, 2012] Böhringer, H., K. Dolag, et G. Chon (2012). Modelling self-similar appearance of galaxy clusters in X-rays. *A&A*, 539:A120. arXiv, 1112.5035.
- [Böhringer *et al.*, 2004] Böhringer, H., P. Schuecker, L. Guzzo *et al.* (2004). The ROSAT-ESO Flux Limited X-ray (REFLEX) Galaxy cluster survey. V. The cluster catalogue. *A&A*, 425:367–383. astro-ph/0405546.
- [Böhringer et Werner, 2010] Böhringer, H., et N. Werner (2010). X-ray spectroscopy of galaxy clusters : studying astrophysical processes in the largest celestial laboratories. *A&A Rev.*, 18:127–196.
- [Bonamente *et al.*, 2012] Bonamente, M., N. Hasler, E. Bulbul *et al.* (2012). Comparison of pressure profiles of massive relaxed galaxy clusters using the Sunyaev-Zel'dovich and x-ray data. *New Journal of Physics*, 14(2):025010. arXiv, 1112.1599.
- [Bonamente *et al.*, 2006] Bonamente, M., M. K. Joy, S. J. LaRoque *et al.* (2006). Determination of the Cosmic Distance Scale from Sunyaev-Zel'dovich Effect and Chandra X-Ray Measurements of High-Redshift Galaxy Clusters. *ApJ*, 647:25–54. astro-ph/0512349.
- [Bourrion *et al.*, 2011] Bourrion, O., A. Bideaud, A. Benoit *et al.* (2011). Electronics and data acquisition demonstrator for a kinetic inductance camera. *Journal of Instrumentation*, 6:6012. arXiv, 1102.1314.
- [Bourrion *et al.*, 2012] Bourrion, O., C. Vescovi, J. L. Bouly *et al.* (2012). NIKEL : Electronics and data acquisition for kilopixels kinetic inductance camera. *Journal of Instrumentation*, 7:7014. arXiv, 1204.1415.
- [Bower *et al.*, 1992] Bower, R. G., J. R. Lucey, et R. S. Ellis (1992). Precision Photometry of Early Type Galaxies in the Coma and Virgo Clusters - a Test of the Universality of the Colour / Magnitude Relation - Part Two - Analysis. *MNRAS*, 254:601.
- [Bradač *et al.*, 2008] Bradač, M., T. Schrabback, T. Erben *et al.* (2008). Dark Matter and Baryons in the X-Ray Luminous Merging Galaxy Cluster RX J1347.5-1145. *ApJ*, 681:187–196. arXiv, 0711.4850.
- [Calvo *et al.*, 2010] Calvo, M., C. Giordano, R. Battiston *et al.* (2010). Development of kinetic inductance detectors for cosmic microwave background experiments. *Experimental Astronomy*, 28:185–194.
- [Calvo *et al.*, 2012] Calvo, M., M. Roesch, F. X. Désert *et al.* (2012). Improved mm-wave photometry for Kinetic Inductance Detectors. *A&A*.
- [Carlstrom *et al.*, 2002] Carlstrom, J. E., G. P. Holder, et E. D. Reese (2002). Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich Effect. *ARA&A*, 40:643–680. astro-ph/0208192.

- [Catalano *et al.*, 2014a] Catalano, A., R. Adam, A. Adane *et al.* (2014a). The NIKA 2013-2014 observation campaigns : control of systematic effects and results. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 9153 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 2. arXiv, 1409.0640.
- [Catalano *et al.*, 2014b] Catalano, A., M. Calvo, N. Ponthieu *et al.* (2014b). Performance and calibration of the NIKA camera at the IRAM 30 m telescope. *A&A*, 569:A9. arXiv, 1402.0260.
- [Cavagnolo *et al.*, 2009] Cavagnolo, K. W., M. Donahue, G. M. Voit, et M. Sun (2009). Intracluster Medium Entropy Profiles for a Chandra Archival Sample of Galaxy Clusters. *ApJS*, 182:12–32. arXiv, 0902.1802.
- [Cavaliere et Fusco-Femiano, 1978] Cavaliere, A., et R. Fusco-Femiano (1978). The Distribution of Hot Gas in Clusters of Galaxies. *A&A*, 70:677.
- [Chib et Greenberg, 1995] Chib, S., et Edward Greenberg (1995). Understanding the metropolis-hastings algorithm. *The American Statistician*, 49(4):327–335.
- [Clowe *et al.*, 2006] Clowe, D., M. Bradač, A. H. Gonzalez *et al.* (2006). A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *ApJ*, 648:L109–L113. astro-ph/0608407.
- [Coble *et al.*, 2007] Coble, K., M. Bonamente, J. E. Carlstrom *et al.* (2007). Radio Sources toward Galaxy Clusters at 30 GHz. *AJ*, 134:897. astro-ph/0608274.
- [Cohen et Kneib, 2002] Cohen, J. G., et J.-P. Kneib (2002). Losing Weight : A Keck Spectroscopic Survey of the Massive Cluster of Galaxies RX J1347-1145. *ApJ*, 573:524–532. arXiv :astro-ph/0111294.
- [Comis *et al.*, 2011] Comis, B., M. de Petris, A. Conte, L. Lamagna, et S. de Gregori (2011). X-ray calibration of Sunyaev-Zel’dovich scaling relations with the ACCEPT catalogue of galaxy clusters observed by Chandra. *MNRAS*, 418:1089–1101. arXiv, 1108.1029.
- [Condon *et al.*, 1998] Condon, J. J., W. D. Cotton, E. W. Greisen *et al.* (1998). The NRAO VLA Sky Survey. *AJ*, 115:1693–1716.
- [Cooray *et al.*, 2013] Cooray, A., E. Komatsu, A. Melchiorri, et L. Lamagna (2013). New Horizons for Observational Cosmology . Rapport technique, International school of physics Enrico Fermi - Course 186.
- [Croston *et al.*, 2013] Croston, J. H., J. S. Sanders, S. Heinz *et al.* (2013). The Hot and Energetic Universe : AGN feedback in galaxy clusters and groups. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1306.2323.
- [D’Addabbo, 2014] D’Addabbo, A. (2014). *Applications of Kinetic Inductance Detectors to Astronomy and Particle Physics*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Sapienza Università.
- [Day *et al.*, 2003] Day, P. K., H. G. LeDuc, B. A. Mazin, A. Vayonakis, et J. Zmuidzinas (2003). A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays. *Nature*, 425:817–821.
- [Dicke *et al.*, 1965] Dicke, R. H., P. J. E. Peebles, P. G. Roll, et D. T. Wilkinson (1965). Cosmic Black-Body Radiation. *ApJ*, 142:414–419.
- [Dolgov et Linde, 1982] Dolgov, A. D., et A. D. Linde (1982). Baryon asymmetry in the inflationary universe. *Physics Letters B*, 116:329–334.
- [Doyle *et al.*, 2008] Doyle, S., P. Mauskopf, J. Naylor, A. Porch, et C. Duncombe (2008). Lumped Element Kinetic Inductance Detectors. *Journal of Low Temperature Physics*, 151:530–536.
- [Ebeling *et al.*, 2001] Ebeling, H., L. R. Jones, B. W. Fairley *et al.* (2001). Discovery of a Very X-Ray Luminous Galaxy Cluster at $Z=0.89$ in the Wide Angle ROSAT Pointed Survey. *ApJ*, 548:L23–L27. astro-ph/0012175.
- [Egami *et al.*, 2010] Egami, E., M. Rex, T. D. Rawle *et al.* (2010). The Herschel Lensing Survey (HLS) : Overview. *A&A*, 518:L12. arXiv, 1005.3820.

- [Einstein, 1916] Einstein, A. (1916). Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. *Annalen der Physik*, 354:769–822.
- [Eisenstein *et al.*, 2005] Eisenstein, D. J., I. Zehavi, D. W. Hogg *et al.* (2005). Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *ApJ*, 633:560–574. astro-ph/0501171.
- [Eriksen *et al.*, 2008] Eriksen, H. K., J. B. Jewell, C. Dickinson *et al.* (2008). Joint Bayesian Component Separation and CMB Power Spectrum Estimation. *ApJ*, 676:10–32. arXiv, 0709.1058.
- [Evans *et al.*, 2010] Evans, D. A., P. M. Ogle, H. L. Marshall *et al.* (2010). Searching for AGN Outflows : Spatially Resolved Chandra HETG Spectroscopy of the NLR Ionization Cone in NGC 1068. In Maraschi, L., G. Ghisellini, R. Della Ceca, et F. Tavecchio, éditeurs : *Accretion and Ejection in AGN : a Global View*, volume 427 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 97. arXiv, 0910.3023.
- [Fan *et al.*, 2006] Fan, X., M. A. Strauss, R. H. Becker *et al.* (2006). Constraining the Evolution of the Ionizing Background and the Epoch of Reionization with $z \sim 6$ Quasars. II. A Sample of 19 Quasars. *AJ*, 132:117–136. astro-ph/0512082.
- [Feretti *et al.*, 2012] Feretti, L., G. Giovannini, F. Govoni, et M. Murgia (2012). Clusters of galaxies : observational properties of the diffuse radio emission. *A&A Rev.*, 20:54. arXiv, 1205.1919.
- [Fields *et al.*, 2014] Fields, B. D., Paolo Molaro, et Subir Sarkar (2014). Big-Bang Nucleosynthesis. *Chin.Phys.*, C38. arXiv, 1412.1408.
- [Fixsen, 2009] Fixsen, D. J. (2009). The Temperature of the Cosmic Microwave Background. *ApJ*, 707:916–920. arXiv, 0911.1955.
- [Friedmann, 1922] Friedmann, A. (1922). Über die Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik*, 10:377–386.
- [Friedmann, 1924] Friedmann, A. (1924). Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik*, 21:326–332.
- [Gamow, 1946] Gamow, G. (1946). Expanding Universe and the Origin of Elements. *Physical Review*, 70:572–573.
- [Gelman et Rubin, 1992] Gelman, A., et D. B. Rubin (1992). Inference from iterative simulation using multiple sequences. *Statistical Science*, 7:457–511.
- [Gitti *et al.*, 2007a] Gitti, M., C. Ferrari, W. Domainko, L. Feretti, et S. Schindler (2007a). Discovery of diffuse radio emission at the center of the most X-ray-luminous cluster RX J1347.5-1145. *A&A*, 470:L25–L28. arXiv, 0706.3000.
- [Gitti *et al.*, 2007b] Gitti, M., R. Piffaretti, et S. Schindler (2007b). Mass distribution in the most X-ray-luminous galaxy cluster RX J1347.5-1145 studied with XMM-Newton. *A&A*, 472:383–394. arXiv, 0706.3001.
- [Gitti et Schindler, 2004] Gitti, M., et S. Schindler (2004). XMM-Newton observation of the most X-ray-luminous galaxy cluster RX J1347.5-1145. *A&A*, 427:L9–L12. arXiv :astro-ph/0409627.
- [Gitti et Schindler, 2005] Gitti, M., et S. Schindler (2005). A first XMM-Newton look at the most X-ray-luminous galaxy cluster RX J1347.5 1145. *Advances in Space Research*, 36:613–617. arXiv :astro-ph/0412207.
- [Goobar et Leibundgut, 2011] Goobar, A., et B. Leibundgut (2011). Supernova Cosmology : Legacy and Future. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61:251–279. arXiv, 1102.1431.
- [Górski *et al.*, 2005] Górski, K. M., E. Hivon, A. J. Banday *et al.* (2005). HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *ApJ*, 622:759–771. astro-ph/0409513.

- [Gorter et Casimir, 1957] Gorter, C. J., et H. B. G. Casimir (1957). On superconductivity. i. *Physica*, 1:306–320.
- [Govoni et Feretti, 2004] Govoni, F., et L. Feretti (2004). Magnetic Fields in Clusters of Galaxies. *International Journal of Modern Physics D*, 13:1549–1594. astro-ph/0410182.
- [Grabovskij *et al.*, 2008] Grabovskij, G. J., L. J. Swenson, O. Buisson *et al.* (2008). In-situ measurement of the permittivity of helium using microwave NbN resonators. *Appl. Phys. Lett.*, 93:134102. arXiv, 0809.4919.
- [Greve *et al.*, 1996] Greve, A., J.-F. Panis, et C. Thum (1996). The pointing of the IRAM 30-m telescope. *A&AS*, 115:379.
- [Griffin *et al.*, 2010] Griffin, M. J., A. Abergel, A. Abreu *et al.* (2010). The Herschel-SPIRE instrument and its in-flight performance. *A&A*, 518:L3. arXiv, 1005.5123.
- [Gubitosi *et al.*, 2014] Gubitosi, G., M. Martinelli, et L. Pagano (2014). Including birefringence into time evolution of CMB : current and future constraints. *JCAP*, 12:20. arXiv, 1410.1799.
- [Guennou *et al.*, 2014] Guennou, L., C. Adami, F. Durret *et al.* (2014). Structure and substructure analysis of DAFT/FADA galaxy clusters in the [0.4-0.9] redshift range. *A&A*, 561:A112. arXiv, 1311.6922.
- [Gull et Northover, 1976] Gull, S. F., et K. J. E. Northover (1976). Detection of hot gas in clusters of galaxies by observation of the microwave background radiation. *Nature*, 263:572.
- [Gunn et Peterson, 1965] Gunn, J. E., et B. A. Peterson (1965). On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space. *ApJ*, 142:1633–1641.
- [Guth, 1981] Guth, A. H. (1981). Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, 23:347–356.
- [Hand *et al.*, 2012] Hand, N., G. E. Addison, E. Aubourg *et al.* (2012). Evidence of Galaxy Cluster Motions with the Kinematic Sunyaev-Zel’dovich Effect. *Physical Review Letters*, 109(4): 041101. arXiv, 1203.4219.
- [Haslam *et al.*, 1982] Haslam, C. G. T., C. J. Salter, H. Stoffel, et W. E. Wilson (1982). A 408 MHz all-sky continuum survey. II - The atlas of contour maps. *A&AS*, 47:1.
- [Hasselfield *et al.*, 2013] Hasselfield, M., M. Hilton, T. A. Marriage *et al.* (2013). The Atacama Cosmology Telescope : Sunyaev-Zel’dovich selected galaxy clusters at 148 GHz from three seasons of data. *JCAP*, 7:8. arXiv, 1301.0816.
- [Hennemann *et al.*, 2012] Hennemann, M., F. Motte, N. Schneider *et al.* (2012). The spine of the swan : a Herschel study of the DR21 ridge and filaments in Cygnus X. *A&A*, 543:L3. arXiv, 1206.1243.
- [Hinshaw *et al.*, 2013] Hinshaw, G., D. Larson, E. Komatsu *et al.* (2013). Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Parameter Results. *ApJS*, 208:19. arXiv, 1212.5226.
- [Hlavacek-Larrondo *et al.*, 2012] Hlavacek-Larrondo, J., A. C. Fabian, A. C. Edge *et al.* (2012). Extreme AGN feedback in the MAssive Cluster Survey : a detailed study of X-ray cavities at $z > 0.3$. *MNRAS*, 421:1360–1384. arXiv, 1110.0489.
- [Hoekstra et Jain, 2008] Hoekstra, H., et B. Jain (2008). Weak Gravitational Lensing and Its Cosmological Applications. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 58:99–123. arXiv, 0805.0139.
- [Holden *et al.*, 2009] Holden, B. P., M. Franx, G. D. Illingworth *et al.* (2009). The Ellipticities of Cluster Early-type Galaxies from $z \sim 1$ to $z \sim 0$: No Evolution in the Overall Distribution of Bulge-to-Disk Ratios. *ApJ*, 693:617–633. arXiv, 0811.1986.

- [Hu et Dodelson, 2002] Hu, W., et S. Dodelson (2002). Cosmic Microwave Background Anisotropies. *ARA&A*, 40:171–216. astro-ph/0110414.
- [Hu et White, 1997] Hu, W., et M. White (1997). A CMB polarization primer. *New Astr. Rev.*, 2:323–344. astro-ph/9706147.
- [Hubble, 1929] Hubble, E. (1929). A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15:168–173.
- [Hurier *et al.*, 2013] Hurier, G., J. F. Macías-Pérez, et S. Hildebrandt (2013). MILCA, a modified internal linear combination algorithm to extract astrophysical emissions from multifrequency sky maps. *A&A*, 558:A118. arXiv, 1007.1149.
- [Itoh *et al.*, 1998] Itoh, N., Y. Kohyama, et S. Nozawa (1998). Relativistic Corrections to the Sunyaev-Zeldovich Effect for Clusters of Galaxies. *ApJ*, 502:7. arXiv :astro-ph/9712289.
- [Jee et Tyson, 2009] Jee, M. J., et J. A. Tyson (2009). Dark Matter in the Galaxy Cluster CL J1226+3332 at $z = 0.89$. *ApJ*, 691:1337–1347. arXiv, 0810.0709.
- [Johnson *et al.*, 2012] Johnson, R. E., J. Zuhone, C. Jones, W. R. Forman, et M. Markevitch (2012). Sloshing Gas in the Core of the Most Luminous Galaxy Cluster RXJ1347.5-1145. *ApJ*, 751:95. arXiv, 1106.3489.
- [Joy *et al.*, 2001] Joy, M., S. LaRoque, L. Grego *et al.* (2001). Sunyaev-Zeldovich Effect Imaging of Massive Clusters of Galaxies at Redshift Z sup. 0.8. *ApJ*, 551:L1–L4. astro-ph/0012052.
- [Kartalpepe *et al.*, 2008] Kartalpepe, J. S., H. Ebeling, C. J. Ma, et D. Donovan (2008). Probing the large-scale structure around the most distant galaxy clusters from the massive cluster survey. *MNRAS*, 389:1240–1248. arXiv, 0806.4019.
- [Kashlinsky *et al.*, 2011] Kashlinsky, A., F. Atrio-Barandela, et H. Ebeling (2011). Measuring the Dark Flow with Public X-ray Cluster Data. *ApJ*, 732:1. arXiv, 1012.3214.
- [Kitayama, 2014] Kitayama, T. (2014). Cosmological and astrophysical implications of the Sunyaev-Zel’dovich effect. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2014(6):060000. arXiv, 1404.0870.
- [Kitayama *et al.*, 2004] Kitayama, T., E. Komatsu, N. Ota *et al.* (2004). Exploring Cluster Physics with High-Resolution Sunyaev–Zel’dovich Effect Images and X-Ray Data : The Case of the Most X-Ray-Luminous Galaxy Cluster RX J1347-1145. *PASJ*, 56:17–28. arXiv :astro-ph/0311574.
- [Kneib et Natarajan, 2011] Kneib, J.-P., et P. Natarajan (2011). Cluster lenses. *A&A Rev.*, 19:47. arXiv, 1202.0185.
- [Koester *et al.*, 2007] Koester, B. P., T. A. McKay, J. Annis *et al.* (2007). A MaxBCG Catalog of 13,823 Galaxy Clusters from the Sloan Digital Sky Survey. *ApJ*, 660:239–255. astro-ph/0701265.
- [Köhlinger et Schmidt, 2014] Köhlinger, F., et R. W. Schmidt (2014). Strong lensing in RX J1347.5-1145 revisited. *MNRAS*, 437:1858–1871. arXiv, 1310.0021.
- [Komatsu *et al.*, 2009] Komatsu, E., J. Dunkley, M. R.olta *et al.* (2009). Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 180:330–376. arXiv, 0803.0547.
- [Komatsu *et al.*, 1999] Komatsu, E., T. Kitayama, Y. Suto *et al.* (1999). Submillimeter Detection of the Sunyaev-Zeldovich Effect toward the Most Luminous X-Ray Cluster at $Z = 0.45$. *ApJ*, 516:L1–L4. astro-ph/9902351.
- [Komatsu *et al.*, 2001] Komatsu, E., H. Matsuo, T. Kitayama *et al.* (2001). Substructures Revealed by the Sunyaev-Zel’dovich Effect at 150 GHz in a High-Resolution Map of RX J1347-1145. *PASJ*, 53:57–62. arXiv :astro-ph/0006293.

- [Korngut *et al.*, 2011] Korngut, P. M., S. R. Dicker, E. D. Reese *et al.* (2011). MUSTANG High Angular Resolution Sunyaev-Zel'dovich Effect Imaging of Substructure in Four Galaxy Clusters. *ApJ*, 734:10. arXiv, 1010.5494.
- [Kosowsky et Bhattacharya, 2009] Kosowsky, A., et S. Bhattacharya (2009). A future test of gravitation using galaxy cluster velocities. *Phys. Rev. D*, 80(6):062003. arXiv, 0907.4202.
- [Kovács, 2008] Kovács, A. (2008). CRUSH : fast and scalable data reduction for imaging arrays. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7020 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1. arXiv, 0805.3928.
- [Kramer *et al.*, 2013] Kramer, C., J. Penalver, et A. Greve (2013). Improvement of the iram 30m telescope pattern. Rapport technique, IRAM. available from <http://www.iram-institute.org/EN/content-page-161-7-66-161-0-0.html>.
- [Lamarre *et al.*, 2010] Lamarre, J.-M., J.-L. Puget, P. A. R. Ade *et al.* (2010). Planck pre-launch status : The HFI instrument, from specification to actual performance. *A&A*, 520:A9.
- [Lamarre *et al.*, 2003] Lamarre, J. M., J. L. Puget, F. Bouchet *et al.* (2003). The Planck High Frequency Instrument, a third generation CMB experiment, and a full sky submillimeter survey. *New Astr. Rev.*, 47:1017–1024. astro-ph/0308075.
- [LaRoque *et al.*, 2003] LaRoque, S. J., M. Joy, J. E. Carlstrom *et al.* (2003). Sunyaev-Zeldovich Effect Imaging of MACS Galaxy Clusters at $z > 0.5$. *ApJ*, 583:559–565.
- [Laureijs *et al.*, 2011] Laureijs, R., J. Amiaux, S. Arduini *et al.* (2011). Euclid Definition Study Report. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1110.3193.
- [Lay et Halverson, 2000] Lay, O. P., et N. W. Halverson (2000). The Impact of Atmospheric Fluctuations on Degree-Scale Imaging of the Cosmic Microwave Background. *ApJ*, 543:787–798. astro-ph/9905369.
- [Lemaître, 1927] Lemaître, G. (1927). Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *Annales de la Societe Scientifique de Bruxelles*, 47:49–59.
- [Lewis et Bridle, 2002] Lewis, A., et S. Bridle (2002). Cosmological parameters from CMB and other data : A Monte Carlo approach. *Phys. Rev. D*, 66(10):103511. astro-ph/0205436.
- [Lewis et Challinor, 2006] Lewis, A., et A. Challinor (2006). Weak gravitational lensing of the CMB. *Phys. Rep.*, 429:1–65. astro-ph/0601594.
- [Liddle et Lyth, 2000] Liddle, A. R., et D. H. Lyth (2000). *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*.
- [Limousin *et al.*, 2010] Limousin, M., H. Ebeling, C.-J. Ma *et al.* (2010). MACS J1423.8+2404 : gravitational lensing by a massive, relaxed cluster of galaxies at $z = 0.54$. *MNRAS*, 405:777–782. arXiv, 0911.4125.
- [Limousin *et al.*, 2013] Limousin, M., A. Morandi, M. Sereno *et al.* (2013). The Three-Dimensional Shapes of Galaxy Clusters. *Space Sci. Rev.*, 177:155–194. arXiv, 1210.3067.
- [Linde, 2014] Linde, A. (2014). Inflationary Cosmology after Planck 2013. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1402.0526.
- [Linde, 1982] Linde, A. D. (1982). A new inflationary universe scenario : A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems. *Physics Letters B*, 108:389–393.
- [LSST Science Collaboration *et al.*, 2009] LSST Science Collaboration, P. A. Abell, J. Allison *et al.* (2009). LSST Science Book, Version 2.0. *ArXiv e-prints*. arXiv, 0912.0201.

- [Ma *et al.*, 2009] Ma, C.-J., H. Ebeling, et E. Barrett (2009). An X-Ray/Optical Study of the Complex Dynamics of the Core of the Massive Intermediate-Redshift Cluster MACSJ0717.5+3745. *ApJ*, 693:L56–L60. arXiv, 0901.4783.
- [Ma *et al.*, 2012] Ma, Y.-Z., E. Branchini, et D. Scott (2012). A comparison of the galaxy peculiar velocity field with the PSCz gravity field - a Bayesian hyper-parameter method. *MNRAS*, 425:2880–2891. arXiv, 1205.4237.
- [Macías-Pérez *et al.*, 2010] Macías-Pérez, J. F., F. Mayet, J. Aumont, et F.-X. Désert (2010). Global Spectral Energy Distribution of the Crab Nebula in the Prospect of the Planck Satellite Polarization Calibration. *ApJ*, 711:417–423. arXiv, 0802.0412.
- [Mangilli *et al.*, 2015] Mangilli, A., S. Plaszczynski, et M. Tristram (2015). Large-scale CMB temperature and polarization cross-spectra likelihoods. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1503.01347.
- [Mantz *et al.*, 2010] Mantz, A., S. W. Allen, D. Rapetti, et H. Ebeling (2010). The observed growth of massive galaxy clusters - I. Statistical methods and cosmological constraints. *MNRAS*, 406:1759–1772. arXiv, 0909.3098.
- [Marriage *et al.*, 2011] Marriage, T. A., V. Acquaviva, P. A. R. Ade *et al.* (2011). The Atacama Cosmology Telescope : Sunyaev-Zel’dovich-Selected Galaxy Clusters at 148 GHz in the 2008 Survey. *ApJ*, 737:61. arXiv, 1010.1065.
- [Mason *et al.*, 2010] Mason, B. S., S. R. Dicker, P. M. Korngut *et al.* (2010). Implications of a High Angular Resolution Image of the Sunyaev-Zel’Dovich Effect in RXJ1347-1145. *ApJ*, 716:739–745.
- [Maughan, 2014] Maughan, B. J. (2014). PICACS : self-consistent modelling of galaxy cluster scaling relations. *MNRAS*, 437:1171–1186. arXiv, 1212.0858.
- [Maughan *et al.*, 2007] Maughan, B. J., C. Jones, L. R. Jones, et L. Van Speybroeck (2007). Deep XMM-Newton and Chandra Observations of Cl J1226.9+3332 : A Detailed X-Ray Mass Analysis of a $z = 0.89$ Galaxy Cluster. *ApJ*, 659:1125–1137. astro-ph/0609690.
- [Maughan *et al.*, 2004] Maughan, B. J., L. R. Jones, H. Ebeling, et C. Scharf (2004). An XMM-Newton observation of the massive, relaxed galaxy cluster ClJ1226.9+3332 at $z = 0.89$. *MNRAS*, 351:1193–1203. astro-ph/0403521.
- [McDonald *et al.*, 2014] McDonald, M., B. A. Benson, A. Vikhlinin *et al.* (2014). The Redshift Evolution of the Mean Temperature, Pressure, and Entropy Profiles in 80 SPT-Selected Galaxy Clusters. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1404.6250.
- [McMaster, 1954] McMaster, W. H. (1954). Polarization and the Stokes Parameters. *American Journal of Physics*, 22:351–362.
- [Mellier, 1999] Mellier, Y. (1999). Probing the Universe with Weak Lensing. *ARA&A*, 37:127–189. astro-ph/9812172.
- [Mennella *et al.*, 2011] Mennella, A., M. Bersanelli, R. C. Butler *et al.* (2011). Planck early results. III. First assessment of the Low Frequency Instrument in-flight performance. *A&A*, 536:A3. arXiv, 1101.2038.
- [Miranda *et al.*, 2008] Miranda, M., M. Sereno, E. de Filippis, et M. Paolillo (2008). The dynamical state of RX J1347.5-1145 from a combined strong lensing and X-ray analysis. *MNRAS*, 385:511–518. arXiv, 0801.1429.
- [Monfardini *et al.*, 2011] Monfardini, A., A. Benoit, A. Bideaud *et al.* (2011). A Dual-band Millimeter-wave Kinetic Inductance Camera for the IRAM 30 m Telescope. *ApJS*, 194:24. arXiv, 1102.0870.
- [Monfardini *et al.*, 2010] Monfardini, A., L. J. Swenson, A. Bideaud *et al.* (2010). NIKA : A millimeter-wave kinetic inductance camera. *A&A*, 521:A29. arXiv, 1004.2209.

- [Morandi *et al.*, 2012] Morandi, A., M. Limousin, J. Sayers *et al.* (2012). X-ray, lensing and Sunyaev-Zel'dovich triaxial analysis of Abell 1835 out to R_{200} . *MNRAS*, 425:2069–2082. arXiv, 1111.6189.
- [Morandi *et al.*, 2010] Morandi, A., K. Pedersen, et M. Limousin (2010). Unveiling the Three-dimensional Structure of Galaxy Clusters : Resolving the Discrepancy Between X-ray and Lensing Masses. *ApJ*, 713:491–502. arXiv, 0912.2648.
- [Morandi *et al.*, 2015] Morandi, A., M. Sun, W. Forman, et C. Jones (2015). The galaxy cluster outskirts probed by Chandra. *MNRAS*, 450:2261–2278. arXiv, 1501.04095.
- [Moreno, 2010] Moreno, R. (2010). Neptune and uranus planetary brightness temperature tabulation. Rapport technique, ESA Herschel Science Center. available from <ftp://ftp.sciops.esa.int/pub/hsc-calibration/PlanetaryModels/ESA2>.
- [Mroczkowski, 2011] Mroczkowski, T. (2011). A New Approach to Obtaining Cluster Mass from Sunyaev-Zel'dovich Effect Observations. *ApJ*, 728:L35. arXiv, 1101.2176.
- [Mroczkowski *et al.*, 2009] Mroczkowski, T., M. Bonamente, J. E. Carlstrom *et al.* (2009). Application of a Self-Similar Pressure Profile to Sunyaev-Zel'dovich Effect Data from Galaxy Clusters. *ApJ*, 694:1034–1044. arXiv, 0809.5077.
- [Mroczkowski *et al.*, 2012] Mroczkowski, T., S. Dicker, J. Sayers *et al.* (2012). A Multi-wavelength Study of the Sunyaev-Zel'dovich Effect in the Triple-merger Cluster MACS J0717.5+3745 with MUSTANG and Bolocam. *ApJ*, 761:47. arXiv, 1205.0052.
- [Muchovej *et al.*, 2007] Muchovej, S., T. Mroczkowski, J. E. Carlstrom *et al.* (2007). Observations of High-Redshift X-Ray Selected Clusters with the Sunyaev-Zel'dovich Array. *ApJ*, 663:708–716. astro-ph/0610115.
- [Nagai *et al.*, 2007a] Nagai, D., A. V. Kravtsov, et A. Vikhlinin (2007a). Effects of Galaxy Formation on Thermodynamics of the Intracluster Medium. *ApJ*, 668:1–14. astro-ph/0703661.
- [Nagai *et al.*, 2007b] Nagai, D., A. V. Kravtsov, et A. Vikhlinin (2007b). Effects of Galaxy Formation on Thermodynamics of the Intracluster Medium. *ApJ*, 668:1–14. astro-ph/0703661.
- [Ota *et al.*, 2008] Ota, N., K. Murase, T. Kitayama *et al.* (2008). Suzaku broad-band spectroscopy of RX J1347.5-1145 : constraints on the extremely hot gas and non-thermal emission. *A&A*, 491:363–377. arXiv, 0805.0500.
- [Pariiskii, 1972] Pariiskii, Y. N. (1972). Detection of Hot Gas in the Coma Cluster of Galaxies. *AZh*, 49:1322.
- [Peng et Nagai, 2009] Peng, F., et D. Nagai (2009). Effect of Helium Sedimentation on X-Ray Measurements of Galaxy Clusters. *ApJ*, 693:839–846. arXiv, 0808.3769.
- [Penzias et Wilson, 1965] Penzias, A. A., et R. W. Wilson (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, 142:419–421.
- [Percival et White, 2009] Percival, W. J., et M. White (2009). Testing cosmological structure formation using redshift-space distortions. *MNRAS*, 393:297–308. arXiv, 0808.0003.
- [Perlmutter *et al.*, 1999] Perlmutter, S., G. Aldering, G. Goldhaber *et al.* (1999). Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. *ApJ*, 517:565–586. astro-ph/9812133.
- [Piffaretti *et al.*, 2011] Piffaretti, R., M. Arnaud, G. W. Pratt, E. Pointecouteau, et J.-B. Melin (2011). The MCXC : a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies. *A&A*, 534:A109. arXiv, 1007.1916.
- [Plagge *et al.*, 2013] Plagge, T. J., D. P. Marrone, Z. Abdulla *et al.* (2013). CARMA Measurements of the Sunyaev-Zel'dovich Effect in RX J1347.5-1145. *ApJ*, 770:112. arXiv, 1203.2175.

- [Planck Collaboration *et al.*, 2014a] Planck Collaboration, A. Abergel, P. A. R. Ade *et al.* (2014a). Planck 2013 results. XI. All-sky model of thermal dust emission. *A&A*, 571:A11. arXiv, 1312.1300.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015a] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade *et al.* (2015a). Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.01582.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2014b] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade *et al.* (2014b). Planck intermediate results. XXXII. The relative orientation between the magnetic field and structures traced by interstellar dust. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1409.6728.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015b] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade *et al.* (2015b). Planck 2015 results. X. Diffuse component separation : Foreground maps. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.01588.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015c] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade *et al.* (2015c). Planck 2015 results. IX. Diffuse component separation : CMB maps. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.05956.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015d] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade *et al.* (2015d). Planck 2015 results. VII. HFI TOI and beam processing. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.01586.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015e] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade *et al.* (2015e). Planck 2015 results. VIII. High Frequency Instrument data processing : Calibration and maps. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.01587.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2014c] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade *et al.* (2014c). Planck intermediate results. XXX. The angular power spectrum of polarized dust emission at intermediate and high Galactic latitudes. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1409.5738.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2014d] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2014d). Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. *A&A*, 571:A1. arXiv, 1303.5062.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2014e] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2014e). Planck 2013 results. XIII. Galactic CO emission. *A&A*, 571:A13. arXiv, 1303.5073.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2013a] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2013a). Planck 2013 results. XXIX. Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1303.5089.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2013b] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2013b). Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1303.5076.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2013c] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2013c). Planck 2013 results. XX. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1303.5080.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2014f] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2014f). Planck 2013 results. IX. HFI spectral response. *A&A*, 571:A9. arXiv, 1303.5070.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2014g] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2014g). Planck 2013 results. XXI. Power spectrum and high-order statistics of the Planck all-sky Compton parameter map. *A&A*, 571:A21. arXiv, 1303.5081.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015f] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2015f). Planck 2015 results. XVII. Constraints on primordial non-Gaussianity. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.01592.

- [Planck Collaboration *et al.*, 2013d] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2013d). Planck intermediate results. V. Pressure profiles of galaxy clusters from the Sunyaev-Zeldovich effect. *A&A*, 550:A131. arXiv, 1207.4061.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2013e] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2013e). Planck intermediate results. VIII. Filaments between interacting clusters. *A&A*, 550:A134. arXiv, 1208.5911.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2011a] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2011a). Planck early results. I. The Planck mission. *A&A*, 536:A1. arXiv, 1101.2022.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2011b] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2011b). Planck early results. II. The thermal performance of Planck. *A&A*, 536:A2. arXiv, 1101.2023.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2014h] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2014h). Planck intermediate results. XIII. Constraints on peculiar velocities. *A&A*, 561:A97. arXiv, 1303.5090.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015g] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2015g). Planck 2015 results. XXVII. The Second Planck Catalogue of Sunyaev-Zeldovich Sources. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.01598.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015h] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2015h). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.01589.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015i] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2015i). Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.01597.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015j] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2015j). Planck intermediate results. XXXVII. Evidence of unbound gas from the kinetic Sunyaev-Zeldovich effect. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1504.03339.
- [Planck Collaboration *et al.*, 2015k] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim *et al.* (2015k). Planck 2015 results. II. Low Frequency Instrument data processing. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1502.01583.
- [Poglitsch *et al.*, 2010] Poglitsch, A., C. Waelkens, N. Geis *et al.* (2010). The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) on the Herschel Space Observatory. *A&A*, 518:L2. arXiv, 1005.1487.
- [Pointecouteau *et al.*, 1999] Pointecouteau, E., M. Giard, A. Benoit *et al.* (1999). A Sunyaev-Zeldovich Map of the Massive Core in the Luminous X-Ray Cluster RX J1347-1145. *ApJ*, 519:L115–L118.
- [Pointecouteau *et al.*, 2001] Pointecouteau, E., M. Giard, A. Benoit *et al.* (2001). Extended Sunyaev-Zeldovich Map of the Most Luminous X-Ray Cluster, RX J1347-1145. *ApJ*, 552:42–48. arXiv :astro-ph/0012309.
- [Ponthieu, 2003] Ponthieu, N. (2003). *Polarisation du Fond diffus cosmologique et de l'Emission des Poussière Galactiques*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1.
- [Ponthieu et Archeops Collaboration, 2003] Ponthieu, N., et Archeops Collaboration (2003). First detection of polarization of the submillimeter diffuse Galactic dust emission by Archeops. *New Astr. Rev.*, 47:1047–1056.
- [Ponthieu *et al.*, 2011] Ponthieu, N., J. Grain, et G. Lagache (2011). POKER : estimating the power spectrum of diffuse emission with complex masks and at high angular resolution. *A&A*, 535:A90. arXiv, 1111.0766.

- [Postman *et al.*, 2012] Postman, M., D. Coe, N. Benítez *et al.* (2012). The Cluster Lensing and Supernova Survey with Hubble : An Overview, <http://archive.stsci.edu/prepds/clash/>. *ApJS*, 199:25. arXiv, 1106.3328.
- [Pratt *et al.*, 2010] Pratt, G. W., M. Arnaud, R. Piffaretti *et al.* (2010). Gas entropy in a representative sample of nearby X-ray galaxy clusters (REXCESS) : relationship to gas mass fraction. *A&A*, 511:A85. arXiv, 0909.3776.
- [Press et Schechter, 1974] Press, W. H., et P. Schechter (1974). Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *ApJ*, 187:425–438.
- [Rapetti *et al.*, 2013] Rapetti, D., C. Blake, S. W. Allen *et al.* (2013). A combined measurement of cosmic growth and expansion from clusters of galaxies, the CMB and galaxy clustering. *MNRAS*, 432:973–985. arXiv, 1205.4679.
- [Rawle *et al.*, 2012] Rawle, T. D., A. C. Edge, E. Egami *et al.* (2012). The Relation between Cool Cluster Cores and Herschel-detected Star Formation in Brightest Cluster Galaxies. *ApJ*, 747:29. arXiv, 1201.1294.
- [Rees et Sciama, 1968] Rees, M. J., et D. W. Sciama (1968). Large-scale Density Inhomogeneities in the Universe. *Nature*, 217:511–516.
- [Riess *et al.*, 1998] Riess, A. G., A. V. Filippenko, P. Challis *et al.* (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, 116:1009–1038. astro-ph/9805201.
- [Robertson *et al.*, 2013] Robertson, B. E., S. R. Furlanetto, E. Schneider *et al.* (2013). New Constraints on Cosmic Reionization from the 2012 Hubble Ultra Deep Field Campaign. *ApJ*, 768:71. arXiv, 1301.1228.
- [Roesch *et al.*, 2012] Roesch, M., A. Benoit, A. Bideaud *et al.* (2012). Development of Lumped Element Kinetic Inductance Detectors for NIKA. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1212.4585.
- [Rosset *et al.*, 2010] Rosset, C., M. Tristram, N. Ponthieu *et al.* (2010). Planck pre-launch status : High Frequency Instrument polarization calibration. *A&A*, 520:A13. arXiv, 1004.2595.
- [Roussel, 2013] Roussel, H. (2013). Scanamorphos : A Map-making Software for Herschel and Similar Scanning Bolometer Arrays. *PASP*, 125:1126–1163. arXiv, 1205.2576.
- [Ruppin, 2013] Ruppin, F. (2013). Modélisation physique de l’amas MACS J0717.5+3745 : identification de l’effet Sunyaev-Zel’dovich cinétique avec NIKA. Rapport technique, Université Joseph Fourier. Disponible sur demande.
- [Sachs et Wolfe, 1967] Sachs, R. K., et A. M. Wolfe (1967). Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background. *ApJ*, 147:73.
- [Sakelliou et Ponman, 2004] Sakelliou, I., et T. J. Ponman (2004). XMM-Newton observations of the binary cluster system Abell 399/401. *MNRAS*, 351:1439–1456. astro-ph/0403673.
- [Sanselme, 2013] Sanselme, L. (2013). *Cosmologie observationnelle avec le satellite Planck : effets systématiques de l’instrument HFI et étude de l’ionisation de l’Univers*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble.
- [Sarazin, 1986] Sarazin, C. L. (1986). X-ray emission from clusters of galaxies. *Reviews of Modern Physics*, 58:1–115.
- [Saunders *et al.*, 2000] Saunders, W., W. J. Sutherland, S. J. Maddox *et al.* (2000). The PSCz catalogue. *MNRAS*, 317:55–63. astro-ph/0001117.
- [Sayers *et al.*, 2013] Sayers, J., T. Mroczkowski, M. Zemcov *et al.* (2013). A Measurement of the Kinetic Sunyaev-Zel’dovich Signal Toward MACS J0717.5+3745. *ApJ*, 778:52. arXiv, 1312.3680.

- [Schindler *et al.*, 1995] Schindler, S., L. Guzzo, H. Ebeling *et al.* (1995). Discovery of an arc system in the brightest ROSAT cluster of galaxies. *A&A*, 299:L9. arXiv :astro-ph/9505097.
- [Schindler *et al.*, 1997] Schindler, S., M. Hattori, D. M. Neumann, et H. Boehringer (1997). ROSAT/HRI and ASCA observations of the most luminous X-ray cluster RX J1347.5-1145. *A&A*, 317:646–655. arXiv :astro-ph/9603037.
- [Schmidt *et al.*, 2009] Schmidt, F., A. Vikhlinin, et W. Hu (2009). Cluster constraints on $f(R)$ gravity. *Phys. Rev. D*, 80(8):083505. arXiv, 0908.2457.
- [Schuller, 2012] Schuller, F. (2012). BoA : a versatile software for bolometer data reduction. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8452 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1. arXiv, 1211.6485.
- [Silk, 1968] Silk, J. (1968). Cosmic Black-Body Radiation and Galaxy Formation. *ApJ*, 151:459.
- [Smith *et al.*, 2013] Smith, B., B. W. O’Shea, G. M. Voit, D. Ventimiglia, et S. W. Skillman (2013). Cosmological Simulations of Isotropic Conduction in Galaxy Clusters. *ApJ*, 778:152. arXiv, 1306.5748.
- [Smith *et al.*, 2009a] Smith, G. P., H. Ebeling, M. Limousin *et al.* (2009a). Hubble Space Telescope Observations of a Spectacular New Strong-Lensing Galaxy Cluster : MACS J1149.5+2223 at $z = 0.544$. *ApJ*, 707:L163–L168. arXiv, 0911.2003.
- [Smith *et al.*, 2009b] Smith, K. M., A. Cooray, S. Das *et al.* (2009b). Gravitational Lensing. In Dodelson, S., D. Baumann, A. Cooray *et al.*, éditeurs : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1141 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 121–178. arXiv, 0811.3916.
- [Smoot *et al.*, 1991] Smoot, G. F., J. Aymon, G. de Amici *et al.* (1991). First results of the COBE satellite measurement of the anisotropy of the cosmic microwave background radiation. *Advances in Space Research*, 11:193–205.
- [Springel *et al.*, 2005] Springel, V., S. D. M. White, A. Jenkins *et al.* (2005). Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435:629–636. astro-ph/0504097.
- [Starobinsky, 1980] Starobinsky, A. A. (1980). A new type of isotropic cosmological models without singularity. *Physics Letters B*, 91:99–102.
- [Starobinsky, 1982] Starobinsky, A. A. (1982). Dynamics of phase transition in the new inflationary universe scenario and generation of perturbations. *Physics Letters B*, 117:175–178.
- [Steigman, 2012] Steigman, G. (2012). Neutrinos And Big Bang Nucleosynthesis. *ArXiv e-prints*. arXiv, 1208.0032.
- [Sunyaev et Zeldovich, 1980] Sunyaev, R. A., et I. B. Zeldovich (1980). The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background - The possibility of its measurement. *MNRAS*, 190:413–420.
- [Sunyaev et Zeldovich, 1970] Sunyaev, R. A., et Y. B. Zeldovich (1970). Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation. *Ap&SS*, 7:3–19.
- [Sunyaev et Zeldovich, 1972] Sunyaev, R. A., et Y. B. Zeldovich (1972). The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4:173.
- [Switzer et Hirata, 2008] Switzer, E. R., et C. M. Hirata (2008). Primordial helium recombination. III. Thomson scattering, isotope shifts, and cumulative results. *Phys. Rev. D*, 77(8):083008. astro-ph/0702145.

- [Tauber *et al.*, 2010] Tauber, J. A., H. U. Norgaard-Nielsen, P. A. R. Ade *et al.* (2010). Planck pre-launch status : The optical system. *A&A*, 520:A2.
- [The Planck Collaboration, 2006] The Planck Collaboration (2006). The Scientific Programme of Planck. *ArXiv Astrophysics e-prints*. astro-ph/0604069.
- [Thomas *et al.*, 2009] Thomas, R. M., S. Zaroubi, B. Ciardi *et al.* (2009). Fast large-scale reionization simulations. *MNRAS*, 393:32–48. arXiv, 0809.1326.
- [Tinker *et al.*, 2008] Tinker, J., A. V. Kravtsov, A. Klypin *et al.* (2008). Toward a Halo Mass Function for Precision Cosmology : The Limits of Universality. *ApJ*, 688:709–728. arXiv, 0803.2706.
- [Tristram, 2005] Tristram, M. (2005). *de ARCHEOPS à PLANCK : analyse des anisotropies du fond diffus cosmologique*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1.
- [Tristram, 2006] Tristram, M. (2006). Xspect / Xpol : CMB angular power spectra estimator using cross-correlation. In *CMB and Physics of the Early Universe*, page 63.
- [Tristram *et al.*, 2011] Tristram, M., C. Filliard, O. Perdereau *et al.* (2011). Iterative destriping and photometric calibration for Planck-HFI, polarized, multi-detector map-making. *A&A*, 534:A88. arXiv, 1103.2281.
- [van Weeren *et al.*, 2009] van Weeren, R. J., H. J. A. Röttgering, M. Brüggen, et A. Cohen (2009). Diffuse radio emission in the merging cluster MACS J0717.5+3745 : the discovery of the most powerful radio halo. *A&A*, 505:991–997. arXiv, 0905.3650.
- [Verde, 2007] Verde, L. (2007). A practical guide to Basic Statistical Techniques for Data Analysis in Cosmology. *ArXiv e-prints*. arXiv, 0712.3028.
- [Verdugo *et al.*, 2012] Verdugo, M., M. Lerchster, H. Böhringer *et al.* (2012). The Cosmic Web and galaxy evolution around the most luminous X-ray cluster : RX J1347.5-1145. *MNRAS*, 421:1949–1968. arXiv, 1111.0644.
- [Vikhlinin *et al.*, 2006] Vikhlinin, A., A. Kravtsov, W. Forman *et al.* (2006). Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters : Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation. *ApJ*, 640:691–709. astro-ph/0507092.
- [Voges *et al.*, 1999] Voges, W., B. Aschenbach, T. Boller *et al.* (1999). The ROSAT all-sky survey bright source catalogue. *A&A*, 349:389–405. astro-ph/9909315.
- [Voit, 2005] Voit, G. M. (2005). Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies. *Reviews of Modern Physics*, 77:207–258. astro-ph/0410173.
- [Werner *et al.*, 2008] Werner, N., A. Finoguenov, J. S. Kaastra *et al.* (2008). Detection of hot gas in the filament connecting the clusters of galaxies Abell 222 and Abell 223. *A&A*, 482:L29–L33. arXiv, 0803.2525.
- [Wu *et al.*, 2013a] Wu, H.-Y., O. Hahn, R. H. Wechsler, P. S. Behroozi, et Y.-Y. Mao (2013a). Rhapsody. II. Subhalo Properties and the Impact of Tidal Stripping From a Statistical Sample of Cluster-size Halos. *ApJ*, 767:23. arXiv, 1210.6358.
- [Wu *et al.*, 2013b] Wu, H.-Y., O. Hahn, R. H. Wechsler, Y.-Y. Mao, et P. S. Behroozi (2013b). Rhapsody. I. Structural Properties and Formation History from a Statistical Sample of Re-simulated Cluster-size Halos. *ApJ*, 763:70. arXiv, 1209.3309.
- [Yadav et Wandelt, 2010] Yadav, A. P. S., et B. D. Wandelt (2010). Primordial Non-Gaussianity in the Cosmic Microwave Background. *Advances in Astronomy*, 2010:71. arXiv, 1006.0275.
- [Zaldarriaga, 2004] Zaldarriaga, M. (2004). The Polarization of the Cosmic Microwave Background. *Measuring and Modeling the Universe*, page 309. astro-ph/0305272.
- [Zaldarriaga et Seljak, 1997] Zaldarriaga, M., et U. Seljak (1997). All-sky analysis of polarization in the microwave background. *Phys. Rev. D*, 55:1830–1840. astro-ph/9609170.

- [Zaroubi, 2013] Zaroubi, S. (2013). The Epoch of Reionization. *In* Wiklind, T., B. Mobasher, et V. Bromm, éditeurs : *Astrophysics and Space Science Library*, volume 396 de *Astrophysics and Space Science Library*, page 45. arXiv, 1206.0267.
- [Zemcov *et al.*, 2012] Zemcov, M., J. Aguirre, J. Bock *et al.* (2012). High Spectral Resolution Measurement of the Sunyaev-Zel’dovich Effect Null with Z-Spec. *ApJ*, 749:114. arXiv, 1202.0029.
- [Zemcov *et al.*, 2007] Zemcov, M., C. Borys, M. Halpern, P. Mauskopf, et D. Scott (2007). A study of the Sunyaev-Zel’dovich increment using archival SCUBA data. *MNRAS*, 376:1073–1098. astro-ph/0612708.
- [Zitrin *et al.*, 2011] Zitrin, A., T. Broadhurst, R. Barkana, Y. Rephaeli, et N. Benítez (2011). Strong-lensing analysis of a complete sample of 12 MACS clusters at $z > 0.5$: mass models and Einstein radii. *MNRAS*, 410:1939–1956. arXiv, 1002.0521.
- [Zitrin *et al.*, 2009] Zitrin, A., T. Broadhurst, Y. Rephaeli, et S. Sadeh (2009). The Largest Gravitational Lens : MACS J0717.5+3745 ($z = 0.546$). *ApJ*, 707:L102–L106. arXiv, 0907.4232.
- [Zwicky, 1933] Zwicky, F. (1933). Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127.
- [Zylka, 2013] Zylka, R. (2013). MOPSIC : Extended Version of MOPSI. Astrophysics Source Code Library.

Abstract

The measurement of the matter distribution in the Universe provides valuable tests for cosmology. It can be traced at various steps of the formation of structures using the analysis of the primary and secondary anisotropies in the Cosmic Microwave Background (CMB). This thesis focuses on the data analysis of the observations of the *Planck* satellite and that of the ground-based camera *NIKA* installed at the IRAM-30m telescope.

The first part introduces the context, focussing on : 1) the inflation, which provides a natural origin for the matter fluctuations seen in the Universe ; 2) the reionization, which corresponds to the moment when the first stars form ; 3) clusters of galaxy, that are the building blocks of the more recent Universe.

The second part focuses on the data reduction of the *NIKA* data. The development of the data reduction pipeline, allowing to go from raw data to maps, is presented. It is dedicated for the newly developed kinetic inductance detectors used by *NIKA*. Tools and simulations are also constructed to characterize the maps.

The third part is dedicated to the observation and the analysis of galaxy clusters through the Sunyaev-Zel'dovich (SZ) effect, *i.e.* the inverse Compton interaction of CMB photons and free electrons in clusters. Once recovered, the SZ maps are combined to X-ray data to measure the matter content and thermodynamic properties of the observed clusters. The main results are : the first observation of the SZ effect with kinetic inductance detectors, the measurement of the pressure profile of a high redshift cluster ($z = 0.89$), the study of point source contamination in a resolved cluster, and the SZ mapping in a triple merger.

The last part is dedicated to the analysis of *Planck* polarization data. In particular, we discuss large angular scale systematics and the tools developed to identify and correct for them. The large scales CMB polarization data allows both to search for the imprint of the quantum fluctuations generated during inflation, and to measure the reionization.

Key-words : Cosmology : data analysis – *Planck* : CMB : polarization – *NIKA* : kinetic inductance detectors, clusters of galaxies : Sunyaev-Zel'dovich effect

Résumé

La mesure de la distribution de matière dans l'Univers est une sonde importante pour la cosmologie. Elle peut être tracée à différentes étapes de la formation des structures en utilisant l'analyse des anisotropies primaires et secondaires du fond diffus cosmologique (CMB). Cette thèse se focalise sur l'analyse des données du satellite *Planck* et celles de la caméra *NIKA* installée au sol au télescope de 30 mètres de l'IRAM.

La première partie introduit le contexte, en se concentrant sur : 1) l'inflation, qui procure une origine naturelle aux fluctuations de matière observées dans l'Univers ; 2) la réionisation, qui correspond au moment où les premières étoiles se forment ; 3) les amas de galaxies, qui sont les briques de l'Univers plus récent.

La seconde partie se concentre sur la réduction des données de *NIKA*. Le développement de la chaîne d'analyse, qui permet de passer des données brutes aux cartes astrophysiques, est présenté. Elle est dédiée aux détecteurs à inductance cinétique, nouvellement développés pour la caméra *NIKA*. Les outils et les simulations utilisés pour caractériser les cartes sont aussi présentés.

La troisième partie est dédiée à l'observation et l'analyse des amas de galaxies par effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ), *i.e.* l'interaction Compton inverse entre les photons du CMB et les électrons énergétiques dans les amas. Une fois obtenues, les cartes SZ sont combinées avec des données X afin de mesurer les propriétés thermodynamiques et de matière des amas observés. Les résultats principaux sont : la première observation de l'effet SZ avec des détecteurs à inductance cinétique, la mesure du profil de pression dans un amas à haut redshift ($z = 0.89$), l'étude de la contamination par les sources ponctuelles dans un amas résolu, et la cartographie SZ dans un amas en collision triple.

La dernière partie présente l'analyse des données de *Planck* en polarisation. Les effets systématiques aux grandes échelles angulaires et les outils développés pour les identifier et les corriger y sont discutés. Les données en polarisation aux grandes échelles permettent à la fois de chercher les empreintes des fluctuations quantiques générées pendant l'inflation et de mesurer la réionisation.

Mots-clefs : Cosmologie : analyse des données – *Planck* : CMB : polarisation – *NIKA* : détecteurs à inductance cinétique, amas de galaxies : effet Sunyaev-Zel'dovich